

ÉTUDE ET RÉALISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES POUR L'OPTIQUE INTÉGRÉE

THÈSE N° 3254 (2005)

PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ SCIENCES DE BASE

Institut de photonique et d'électronique quantiques

SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Benoît LOMBARDET

ingénieur diplômé de l'École Polytechnique de Palaiseau, France
et de nationalité française

acceptée sur proposition du jury:

Dr R. Houdré, directeur de thèse
Prof. R. Baets, rapporteur
Prof. A. Imamoglu, rapporteur
Prof. O. Martin, rapporteur
Prof. P. Russell, rapporteur

Lausanne, EPFL
2005

Table des matières

Version abrégée	9
Abstract	11
Zusammenfassung	13
Riassunto	15
Introduction	17
1 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires	21
1.1 Généralités sur les cristaux photoniques	21
1.1.1 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel	21
1.1.2 Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle	23
1.1.3 Choix d'un système pour l'optique intégrée	24
1.1.3.1 Cristaux photoniques tridimensionnels	24
1.1.3.2 Cristaux photoniques bidimensionnels	26
1.2 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires	26
1.2.1 Fort et faible contraste d'indice	27
1.2.2 Paramètres du réseau	28
1.2.3 Techniques de modélisation	28
1.2.4 Diagramme de bandes	29
1.2.5 Carte des bandes interdites	30
1.2.6 Pertes optiques	31
1.2.7 Modèle phénoménologique pour les pertes	32
2 Propagation de la lumière dans les cristaux photoniques	37
2.1 Propagation d'une onde de Bloch dans un cristal photonique unidimensionnel .	37
2.1.1 Mise en équations	37
2.1.2 Analyse de Fourier d'une onde de Bloch 1D	39
2.1.3 Vitesse de groupe et représentation graphique d'une onde de Bloch 1D .	42
2.1.4 Transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique . .	42
2.1.5 Indice(s) de phase d'une onde de Bloch?	46
2.2 Propagation d'une onde de Bloch dans un cristal photonique bidimensionnel . .	47
2.2.1 Equations de Maxwell dans les cristaux photoniques 2D	48
2.2.1.1 Equations de Maxwell dans l'espace réel	48
2.2.1.2 Décomposition des champs	49
2.2.1.3 Equations de Maxwell dans l'espace réciproque	50
2.2.2 Analyse de Fourier d'une onde de Bloch 2D	50
2.2.2.1 Propriétés des ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$	50

2.2.2.2	Energie et vitesse de groupe d'une onde de Bloch 2D	52
2.2.2.3	Bilan de l'analyse de Fourier	55
2.2.3	Représentation graphique d'une onde de Bloch 2D	55
2.2.3.1	Représentation graphique des ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$	55
2.2.3.2	Etude d'un exemple	56
2.2.4	Transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique . .	57
2.2.5	Surfaces iso-énergie	60
2.3	Propriétés originales de propagation de la lumière dans les cristaux photoniques	62
2.3.1	Les cristaux photoniques sont-ils des métamatériaux gauches?	62
2.3.2	Etude de la réfraction à l'aide des courbes iso-énergie	65
2.3.3	Réfraction négative	65
2.3.4	Auto-collimation	68
2.3.5	Super-dispersion	70
2.3.5.1	Super-dispersion angulaire	70
2.3.5.2	Super-dispersion énergétique	71
2.4	Conclusion et perspectives	72
3	Fabrication des cristaux photoniques	75
3.1	Description des structures à fabriquer	75
3.1.1	Propriétés de l'hétérostructure	75
3.1.2	Propriétés des trous	76
3.2	Techniques de fabrication utilisées	76
3.2.1	Epitaxie par jets moléculaires	77
3.2.2	Microscopie et lithographie électroniques	78
3.2.3	Gravure sèche par plasma réactif	81
3.3	Fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al _x Ga _{1-x} As . .	83
3.3.1	Croissance des couches minces	84
3.3.2	Lithographie électronique	86
3.3.3	Gravure du masque intermédiaire	86
3.3.4	Retrait du PMMA excédent	88
3.3.5	Gravure sèche des trous	88
3.3.6	Méthode de validation des résultats	89
3.4	Résultats	89
3.4.1	Quelques étapes intermédiaires du développement	90
3.4.2	Recette optimisée	90
3.4.3	Propriétés physiques des cristaux photoniques fabriqués	90
3.5	Fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure InP/Ga _x In _{1-x} As _y P _{1-y}	91
3.5.1	Objectifs	91
3.5.2	Étapes de fabrication	91
3.5.3	Résultats	92
3.6	Conclusion et perspectives	92
4	Caractérisation optique des cristaux photoniques	95
4.1	Technique de la source interne	95
4.1.1	Principe de fonctionnement	96
4.1.2	Description des hétérostructures	96
4.1.2.1	Choix et optimisation des hétérostructures	96
4.1.2.2	Hétérostructure GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	97
4.1.2.3	Hétérostructure InP/Ga _x In _y As _{1-x} P _{1-y}	97
4.1.3	Montage expérimental	99

4.1.3.1	Description des trois lignes optiques	99
4.1.3.2	Description des signaux latéraux collectés	100
4.1.3.3	Analyse spectrale	102
4.2	Structures et méthodes de caractérisation optique	102
4.2.1	Pavés de cristaux photoniques	102
4.2.1.1	Description	102
4.2.1.2	Principe de la mesure	103
4.2.1.3	Analyse des résultats	104
4.2.2	Cavités Fabry-Pérot	104
4.2.2.1	Description	104
4.2.2.2	Principe de la mesure	104
4.2.2.3	Analyse des résultats	105
4.3	Caractérisation optique de cristaux photoniques GaAs	106
4.3.1	Mesures de pavés	106
4.3.2	Mesures de cavités Fabry-Pérot	107
4.3.3	Calibration du facteur de remplissage	109
4.4	Conclusion et perspectives	109
5	Extensions de la technique de la source interne	111
5.1	Réduction des pertes par la technique des guides couplés	111
5.1.1	Principe de fonctionnement	112
5.1.2	Propriétés de l'hétérostructure à guides couplés	112
5.1.2.1	Description de l'hétérostructure	112
5.1.2.2	Étude des modes guidés	113
5.1.3	Fabrication des échantillons	114
5.1.4	Transfert de la lumière de la zone active vers la zone passive	116
5.1.4.1	Théorie des modes couplés	116
5.1.4.2	Théorie des supermodes	117
5.1.4.3	Etude expérimentale	119
5.1.5	Pertes de propagation dans la zone passive	120
5.1.6	Validation de la technique	120
5.2	Détection frontale résolue spatialement de la lumière diffractée vers l'air	122
5.2.1	Principe de fonctionnement	123
5.2.2	Diffraction vers l'air	123
5.2.3	Montage expérimental	126
5.2.4	Limites de la méthode	126
5.2.5	Application à la mesure de pertes de propagation	127
5.2.5.1	Principe de fonctionnement	127
5.2.5.2	Étude d'un guide d'onde à cristaux photoniques	128
5.2.5.3	Étude expérimentale des pertes du mode Fabry-Pérot	130
5.2.5.4	Etude théorique des pertes du mode Fabry-Pérot	130
5.2.5.5	Analyse des résultats	131
5.2.6	Application à la cartographie du champ électromagnétique	131
5.2.6.1	Principe de fonctionnement	131
5.2.6.2	Étude d'une structure auto-collimatrice	132
5.3	Conclusion et perspectives	133

6	Phénomène d'auto-collimation dans les cristaux photoniques	135
6.1	Étude théorique du phénomène d'auto-collimation	135
6.1.1	Description du phénomène d'auto-collimation	136
6.1.2	Outils d'analyse du phénomène d'auto-collimation	136
6.1.2.1	Énergie d'auto-collimation d'un cristal photonique	136
6.1.2.2	Capacité d'auto-collimation d'un cristal photonique	138
6.1.3	Choix du réseau et de la bande de transmission	140
6.1.4	Influence du facteur de remplissage et de la polarisation	142
6.1.5	Contrôle du phénomène d'auto-collimation par le réseau	142
6.1.5.1	Réseau rectangulaire	142
6.1.5.2	Réseau cisailé	144
6.2	Étude expérimentale du phénomène d'auto-collimation	144
6.2.1	Description de l'expérience	144
6.2.2	Étude expérimentale de la divergence du faisceau	145
6.2.3	Pertes de propagation	147
6.3	Composants optiques originaux fondés sur le phénomène d'auto-collimation . .	149
6.3.1	Condenseur de lumière	150
6.3.1.1	Principe de fonctionnement	150
6.3.1.2	Influence des paramètres	151
6.3.1.3	Limites de fonctionnement	152
6.3.1.4	Simulation FDTD	152
6.3.2	Filtre démultiplexeur de longueurs d'onde	153
6.3.2.1	Principe de fonctionnement	153
6.3.2.2	Simulation FDTD	153
6.4	Conclusion et perspectives	154
	Conclusion	157
	Remerciements	159
	Bibliographie	160
	Publications et conférences	165
	Curriculum vitae	171

À mes parents

Version abrégée

Les cristaux photoniques sont des structures dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques comme matériaux de base pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. La plupart des recherches mettent à profit la bande interdite photonique mais les propriétés originales des bandes de transmission peuvent aussi être utilisées. Ce travail de thèse étudie au niveau théorique et expérimental la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 2D planaires pour réaliser de nouveaux composants pour l'optique intégrée.

Un modèle théorique est proposé pour décrire la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques. Cette description est fondée sur l'analyse de Fourier des ondes de Bloch électromagnétiques. Elle offre une compréhension intuitive des phénomènes originaux observés dans les bandes de transmission des cristaux photoniques: réfraction négative, auto-collimation et super-dispersion. Cette approche clarifie les fondements physiques de ces phénomènes et met en évidence leurs atouts et limites pour réaliser de nouvelles fonctionnalités optiques. Le phénomène d'auto-collimation fait l'objet d'une attention particulière. L'influence des propriétés structurelles du cristal photonique (type de réseau, facteur de remplissage, etc) est étudiée et utilisée pour réaliser deux composants pour l'optique intégrée: un condenseur de lumière et un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde.

Les cristaux photoniques 2D planaires fabriqués sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As servent de support pour valider expérimentalement les résultats théoriques.

Le développement du procédé de fabrication de ces cristaux photoniques constitue le premier aspect expérimental de ce travail de thèse. L'utilisation de technologies avancées de micro-fabrication a permis de réaliser des cristaux photoniques planaires sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As proches de l'état de l'art.

Les propriétés optiques des cristaux photoniques fabriqués sont étudiées avec la *technique de la source interne*. Cette méthode utilise la photoluminescence de puits ou boîtes quantiques comme source de lumière interne pour sonder les cristaux photoniques. Cette technique a été conçue initialement pour étudier la bande interdite photonique. Nous proposons deux adaptations qui facilitent l'étude des bandes de transmission.

La *technique des guides couplés* réduit d'un facteur 6 les pertes de propagation et permet d'étudier la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques sur de longues distances.

La technique de *détection frontale résolue spatialement* analyse la lumière diffractée hors plan pour mesurer les pertes de propagation et cartographier le champ électromagnétique.

Ces deux extensions sont appliquées à l'étude de composants pour l'optique intégrée à base cristaux photoniques: guides d'onde et auto-collimateurs.

Abstract

Photonic crystals are periodic dielectric structures, where the periodicity varies on the wavelength scale. Analogous to electrons in semiconductors, the photon propagation can be described using a band structure in which transmission bands are separated by *bandgaps*, energy ranges at which light cannot exist inside the photonic crystals. This analogy suggests that photonic crystals may be suitable to fabricate the components needed for integrated optics. As yet most of the research done on photonic crystals has been focussed on using these *bandgaps*. However, many novel properties of light propagating in the transmission bands may also serve this purpose. This thesis studies theoretically and experimentally the light propagation in two dimensional planar photonic crystals with the aim of creating new components for integrated optics.

A theoretical model based on Fourier analysis of electromagnetic Bloch waves was developed to describe light propagation in photonic crystals. This model gives an intuitive understanding of the novel phenomena observed in the transmission bands of the photonic crystal: negative refraction, auto-collimation and super-dispersion. This new approach clarifies the fundamental physics of these phenomena enabling their advantages and disadvantages to be easily evaluated for new optical functions; particular attention is paid to auto-collimation. The influence of the structural properties of the photonic crystal (lattice type, filling factor, etc.) is also studied and has been used to create two integrated optic components: a light condenser and a wavelength demultiplexer.

The theoretical predictions have been tested experimentally on two dimensional planar photonic crystals fabricated in heterostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. The fabrication of these photonic crystals was the first experimental work undertaken in this thesis. Advanced micro-fabrication techniques enabled the fabrication of planar photonic close to those of the *state-of-the-art*.

The optical properties of the fabricated photonic crystals were studied using the internal light source technique. This method uses photoluminescence generated by quantum wells or quantum dots as an internal light source to probe the optical properties of the photonic crystals. Initially the experimental setup was designed to study the bandgaps. However after some modifications the transmission bands could also be investigated.

Another experimental improvement made was the introduction of a technique using coupled waveguides which reduces the losses by a factor of 10 and allowed the light in the photonic crystals to be studied over long distances. Adding a spatially resolved vertical detection, enabled the analysis of the light diffracted out of the plane in order to measure the propagation losses and to map the electromagnetic field.

These two modifications were used to study components for integrated optics based on photonic crystals: waveguides and auto-collimators.

Zusammenfassung

Photonische Kristalle sind Strukturen deren Dielektrizitätskonstante periodisch variiert. Photonen in einem Photonischen Kristall sind in erlaubte Energiebänder aufgespalten, die durch verbotene Energielücken getrennt sind, ähnlich wie Elektronen in einem Halbleiter. Wegen dieser Analogie können Bauelemente basierend auf Photonischen Kristallen in der integrierten Optik verwendet werden. Viele untersuchte Ansätze beruhen auf der verbotenen Energielücke, aber die besonderen Eigenschaften der erlaubten Energiebänder können ebenso benutzt werden. Diese Arbeit befaßt sich mit den theoretischen und experimentellen Grundlagen der Lichtausbreitung in zweidimensionalen Photonischen Kristallen, um neue Bauelemente für die integrierte Optik zur verwirklichen.

Ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Lichtausbreitung in Photonischen Kristallen wird vorgestellt. Dieses Modell basiert auf der Fourieranalyse von elektromagnetischen Blochwellen. Es ermöglicht einen intuitiven Zugang der Phänomene von Photonischen Kristallen, wie negative Brechung, Autokollimation und Super-Dispersion, die wegen der besonderen Eigenschaften der erlaubten Energiebänder beobachtbar sind. Der Ansatz ermöglicht die Erklärung der physikalischen Grundlagen dieser Phänomene und zeigt deren Vorteile und Grenzen auf, um neue optische Bauelemente zu realisieren. Die Autokollimation wird im besonderen betrachtet. Der Einfluß der Strukturparameter auf die Photonischen Kristalle (Art des Gitters, Füllfaktor etc.) wird untersucht und benutzt, um zwei neue Bauelemente für die integrierte Optik zu verwirklichen: ein Lichtkondensor und ein Wellendemultiplexer.

Zweidimensionale Photonische Kristalle, hergestellt in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostrukturen, werden benutzt, um die theoretischen Resultate zu bestätigen. Die Entwicklung des Fabrikationsprozesses der Photonischen Kristalle bildet den ersten Aspekt des experimentellen Teiles dieser Arbeit. Zweidimensionale Photonische Kristalle hoher Qualität wurden mit fortgeschrittenen Methoden der Halbleitertechnologie in den GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostrukturen verwirklicht. Die optischen Eigenschaften der Photonischen Kristalle sind mit der internen Lichtquellen Methode untersucht worden. Diese Methode benutzt die Photolumineszenz der Quantenfilme bzw. -punkte als interne Lichtquelle, um die verbotene Energielücke der Photonischen Kristalle zu untersuchen. Es werden zwei neue Varianten dieser Methode zur Vereinfachung der Untersuchung der verbotenen Energielücke vorgestellt.

Mit der Methode *der gekoppelten Wellenleiter* kann die Wellenleiterdämpfung um einen Faktor 6 reduziert werden, und sie ermöglicht die Untersuchung der Lichtausbreitung auf langer Distanz. Mit der Methode der *Frontalen Detektion mit räumlicher Auflösung* wird das aus der Ebene gestreute Licht zur Messung der Wellenleiterdämpfung und zur Kartographie des elektromagnetischen Feldes analysiert.

Diese beiden Methoden werden bei der Untersuchung der auf Photonischen Kristallen basierenden Bauelemente für die integrierte Optik angewandt: Wellenleiter und Autokollimator.

Riassunto

I cristalli fotonici sono delle strutture in cui la costante dielettrica è modulata periodicamente. Come gli elettroni nei semiconduttori, in tali cristalli i fotoni si distribuiscono in bande di trasmissione separate da bande d'energia proibite. Questa analogia permette di considerare i cristalli fotonici come materiali di base per la realizzazione di componenti per l'ottica integrata. La maggior parte delle ricerche si concentrano sulla banda fotonica proibita, ma anche le proprietà originali delle bande di trasmissione possono essere utilizzate. In questa Tesi sono state studiate a livello sia teorico che sperimentale la propagazione della luce in cristalli fotonici planari per la realizzazione di nuovi componenti per l'ottica integrata.

Un modello teorico è proposto al fine di descrivere la propagazione della luce nei cristalli fotonici. Tale descrizione, basata sull'analisi di Fourier delle onde di Bloch elettromagnetiche, offre una spiegazione intuitiva dei fenomeni originali osservati nelle bande di trasmissione dei cristalli fotonici: rifrazione negativa, auto-collimazione e super-dispersione. Questo approccio chiarisce i fondamenti fisici di tali fenomeni ed evidenzia i loro vantaggi e svantaggi per la realizzazione di nuove funzioni ottiche. Il fenomeno dell'auto-collimazione è trattato diffusamente. L'influenza delle proprietà strutturali del cristallo fotonico (tipo di reticolo cristallino, fattore di riempimento, etc.) è studiata e utilizzata per la realizzazione di due componenti per l'ottica integrata: un condensatore di luce e un filtro separatore (*demultiplexer*) di lunghezze d'onda.

Cristalli fotonici planari fabbricati su eterostrutture GaAs/Al_xGa_{1-x}As sono stati utilizzati come supporto per validare sperimentalmente i risultati teorici.

Lo sviluppo del procedimento di fabbricazione di questi cristalli fotonici costituisce la prima parte sperimentale di questa Tesi. L'uso di tecnologie avanzate di micro-fabbricazione ha permesso di realizzare dei cristalli fotonici planari su eterostrutture GaAs/Al_xGa_{1-x}As con caratteristiche prossime alle strutture considerate come stato dell'arte.

Le proprietà ottiche dei cristalli fotonici fabbricati sono studiate per mezzo della tecnica detta della *sorgente interna*. Questo metodo utilizza la fotoluminescenza di buche o punti quantici come sorgente interna di luce per sondare i cristalli fotonici. Questa tecnica è stata inizialmente concepita per studiare la banda fotonica proibita. Due evoluzioni di tale tecnica sono proposte per lo studio delle bande di trasmissione.

La tecnica delle guide accoppiate riduce di un fattore 6 le perdite di propagazione e permette di studiare la propagazione della luce nei cristalli fotonici su lunghe distanze.

La tecnica di detezione frontale risolta spazialmente analizza la luce diffratta fuori del piano di trasmissione per misurare le perdite di propagazione e mappare il campo elettromagnetico.

Queste due estensioni sono applicate allo studio di componenti per l'ottica integrata a base di cristalli fotonici: guide d'onda e auto-collimatori.

Introduction

Pendant la lecture de cette introduction, le cristallin de votre œil collecte la lumière émise par les différents caractères du texte et la concentre sur votre rétine. Cette dernière transforme la lumière reçue en impulsions électriques qu'elle envoie jusqu'au cerveau. Votre rétine réalise ainsi une fonction élémentaire de l'**optoélectronique**: la conversion d'un signal optique en signal électrique.

L'**optoélectronique** est la discipline scientifique qui étudie les phénomènes physiques qui combinent **optique** et **électricité/électronique**. Ses applications dans la vie quotidienne sont nombreuses et variées: multimédia (CD/DVD, écrans plats, appareils photo numériques), éclairage (diodes électro-luminescentes), énergie (cellules photo-électriques), sécurité (caméra infrarouge) et surtout télécommunications (fibre optique). Ce dernier domaine a connu un fort développement avec l'avènement d'internet. Alors que les ordinateurs personnels ont atteint un niveau de performance amplement suffisant pour un usage privé, leur capacité à communiquer entre eux reste très médiocre: pourquoi un ordinateur capable d'effectuer plusieurs milliards d'opérations à la seconde demande parfois plusieurs minutes pour recevoir ou envoyer une simple image?

A l'heure actuelle, la plupart des données échangées entre les ordinateurs reliés à internet transitent par les lignes téléphoniques. L'information est codée sous forme d'impulsions électriques et se propage d'un point à un autre en suivant des cables métalliques. Ce procédé s'est imposé naturellement car le réseau téléphonique constitue le réseau le plus développé à l'échelle planétaire. Pourtant, ses inconvénients sont nombreux: faibles débits, dépense énergétique élevée, coût et fragilité des cables métalliques... Pour améliorer la situation et répondre à la demande croissante de hauts débits, une solution alternative consiste à coder les données sous forme d'impulsions lumineuses qui transitent par des fibres optiques. Les avantages sont multiples: débits théoriques très élevés (environ 30 TBits/s), faible dépense énergétique, résistance et faible coût des fibres optiques. Malheureusement, le savoir-faire actuel ne permet pas de profiter pleinement des avantages de cette technologie. Quand le signal optique atteint un carrefour, il faut généralement le convertir sous forme de signal électrique pour le traiter et le diriger dans la bonne direction. Le cheminement d'un paquet de données sur la toile se caractérise donc par une multitude de conversions du signal de l'optique vers l'électrique et vice-versa (**optoélectronique**). Ces multiples conversions sont coûteuses et limitent fortement les débits.

Pour profiter des avantages du codage de l'information sous forme lumineuse, il faudrait s'affranchir de l'électronique et pouvoir réaliser toutes les opérations sur le signal optique. La discipline scientifique qui étudie ces problèmes porte le nom d'**optique intégrée**. Son objectif est de réaliser des circuits optiques capables de traiter les données sous forme optique tout comme les circuits électroniques traitent les données sous forme électrique. Pour souligner

cette analogie, l'**optique intégrée** est parfois nommée **photonique**.

Le développement de l'**électronique** dans les années soixante résulte de la découverte des propriétés particulières des matériaux **semi-conducteurs** comme le silicium. Entre métaux et isolants, ces matériaux présentent des bandes d'énergie interdites pour les électrons qui permettent de contrôler la transmission de signaux électriques. Les semi-conducteurs sont à la base de tous les circuits électroniques.

Les **cristaux photoniques** ou matériaux à bandes interdites photoniques ont été proposés en 1987 par E. Yablonovitch comme analogues pour l'**optique intégrée** des semi-conducteurs [1]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace [2]. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparaît des bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. A l'origine, ces derniers ont été proposés pour inhiber l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la bande interdite photonique [3]. L'absence de modes optiques disponibles dans cette dernière a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence [4].

Les cristaux photoniques ont alors suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique pour devenir, à la fin du siècle dernier, l'un des sujets de recherche les plus actifs toutes disciplines confondues. Les progrès théoriques et expérimentaux ont été spectaculaires. Même si la fabrication de cristaux photoniques 3D pose encore de nombreuses difficultés, des résultats inimaginables trois années auparavant ont été obtenus récemment sur des structures 2D. Citons par exemple un facteur de qualité supérieur à 600000 mesuré par Noda *et al.* sur une microcavité à cristaux photoniques [5]. A l'heure actuelle, les cristaux photoniques constituent plus que jamais un matériau prometteur pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

Depuis quelques temps, l'utilisation des cristaux photoniques comme *conducteurs optiques* dans les bandes de transmission a attiré de nombreux efforts de recherche. La propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux périodiques est un thème de recherche assez ancien dont les bases ont été posées au début du 20^{ème} siècle par Ewald avec la théorie dynamique de la diffraction [6]. Cette dernière a notamment inspiré Bethe et Sommerfeld pour leur théorie de la propagation des électrons dans les solides qui fut à la base de l'électronique moderne. Au début des années quatre-vingt, les propriétés originales de réfraction de la lumière ont été étudiées dans les guides d'ondes corrugués et des phénomènes tels que l'auto-collimation ou la réfraction négative ont été démontrés expérimentalement dans ces structures [7–10]. Les guides d'onde corrugués se caractérisent par des variations périodiques de l'indice diélectrique et doivent être considérés comme des cristaux photoniques même si le terme n'existait pas encore à l'époque. Plus récemment, des phénomènes analogues ont été prédits et observés expérimentalement dans les cristaux photoniques *modernes* [11–15]. Cette (re-)découverte, à l'heure du fort développement de l'optique intégrée, a ouvert la voie vers de nouvelles utilisations possibles des cristaux photoniques. Les propriétés originales de propagation de la lumière dans ces structures peuvent être utilisées pour réaliser de nouvelles générations de composants pour l'optique intégrée. C'est le défi que ce travail de thèse a tenté de relever.

Ce mémoire de thèse s'articule autour des six chapitres suivants:

Le chapitre 1 est une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Nous étudierons les différents types de cristaux photoniques, le principe d'ouverture de la bande interdite photonique, les techniques de modélisation... Une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques bidimensionnels planaires qui serviront de support aux études expérimentales de cette thèse.

Le chapitre 2 est consacré à l'étude théorique de la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques. Nous proposerons un modèle descriptif basé sur l'analyse de Fourier des ondes de Bloch électromagnétiques. Nous utiliserons ce modèle original pour analyser trois phénomènes originaux observés dans les cristaux photoniques: réfraction négative, auto-collimation et super-dispersion.

Le chapitre 3 décrit le développement du procédé de fabrication des cristaux photoniques 2D planaires gravés sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Nous présenterons successivement les différentes technologies utilisées, le procédé et la stratégie mise en œuvre pour l'optimiser, et enfin les résultats obtenus.

Le chapitre 4 décrit la technique de la *source interne de lumière* utilisée pour la caractérisation optique des structures étudiées durant ce travail de thèse. Nous présenterons successivement le montage expérimental, les techniques et structures utilisées pour la caractérisation optique et enfin les résultats obtenus avec les cristaux photoniques fabriqués au chapitre 3.

Le chapitre 5 présente deux extensions de la technique de la source interne pour étudier la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques. Grâce à une technique de guides couplés, nous proposerons une solution pour réduire les pertes par réabsorption dans l'hétérostructure guidante. Nous décrirons ensuite une méthode de mesure originale fondée sur la détection frontale résolue spatialement de la lumière diffractée hors plan. Cette technique sera appliquée à la mesure des pertes de propagation et à la cartographie du champ électromagnétique dans les structures à cristaux photoniques.

Le chapitre 6 sera enfin consacré à l'étude du phénomène d'auto-collimation dans les cristaux photoniques. La première partie abordera les aspects théoriques du phénomène et décrira les propriétés des cristaux photoniques à utiliser (type de réseau, facteur de remplissage,...) en fonction des applications envisagées. Dans la seconde partie, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus sur des structures auto-collimatrices simples. Nous utiliserons la technique de détection frontale du chapitre 5 pour démontrer expérimentalement le phénomène d'auto-collimation dans les cristaux photoniques. Enfin, nous proposerons deux composants pour l'optique intégrée basés sur le phénomène d'auto-collimation: un condenseur de lumière et un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde.

Chapitre 1

Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

Les cristaux photoniques [2] sont des matériaux dont la constante diélectrique est modulé de façon périodique. La périodicité peut être unidimensionnelle (miroir de Bragg), bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (Fig. 1.1). Une bande interdite photonique s'ouvre dans une ou plusieurs directions de l'espace selon les cas.

Ce chapitre offre une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Nous étudierons le phénomène d'ouverture de bandes interdites et les différents types de cristaux photoniques. Le choix des cristaux photoniques 2D planaires gravés sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As comme support à nos travaux expérimentaux et comme système privilégié pour l'optique intégrée sera expliqué. Cette famille de cristaux photoniques sera plus particulièrement étudiée. Nous discuterons les paramètres du réseau, les techniques de modélisation et l'influence de la troisième dimension sur les pertes de propagation.

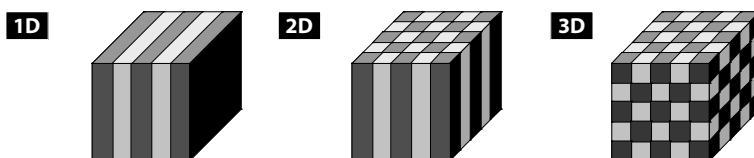


Figure 1.1: Représentation schématique de cristaux photoniques uni-dimensionnels (1D), bi-dimensionnels (2D) et tri-dimensionnels (3D).

[Schematic representation of a one-dimensional (1D), two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) photonic crystals.]

1.1 Généralités sur les cristaux photoniques

1.1.1 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous étudions le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de permittivités différentes ε_1 et ε_2 . Cette structure porte le nom de miroir de Bragg. Elle est souvent utilisée pour réaliser les miroirs de cavités lasers (VECSELs [16] par exemple).

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Cette description sera sommaire car la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 1D sera étudiée en détail au paragraphe 2.1.

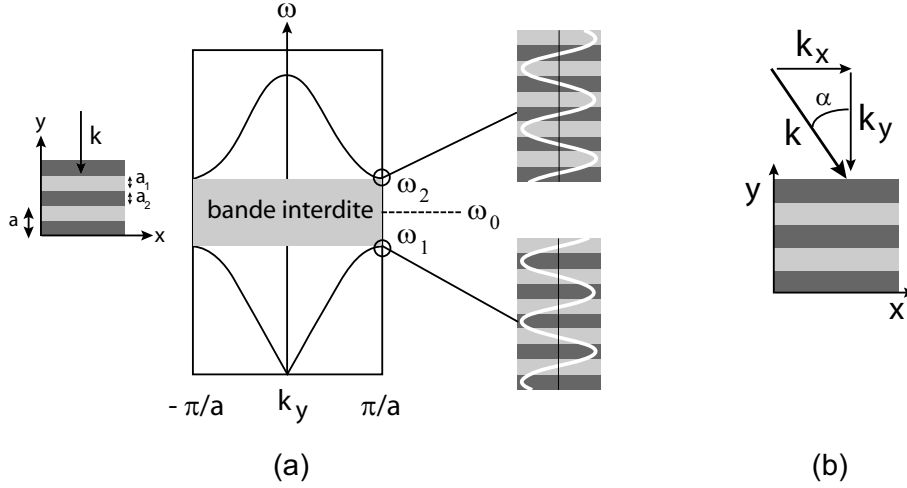


Figure 1.2: (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin (b) Incidence oblique
 [(a) Dispersion relation of a one-dimensional photonic crystal (Bragg mirror) at normal incidence: a photonic band gap appears at the Brillouin zone boundaries. (b) Oblique incidence]

Considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde k qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ε_1 et ε_2 (Fig. 1.2(a)). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. En bord de zone de Brillouin, k se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [16]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|, \quad (1.1)$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode d'énergie ω_1 se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans l'air. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par *bande d'air* et *bande diélectrique*.

Lorsque l'onde se propage à incidence oblique (Fig. 1.2(b)), elle sonde un milieu de période différente. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique α_0 , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence ω_0 . Le cône d'angle au sommet α_0 définit l'ouverture angulaire de la bande interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence ω_0 .

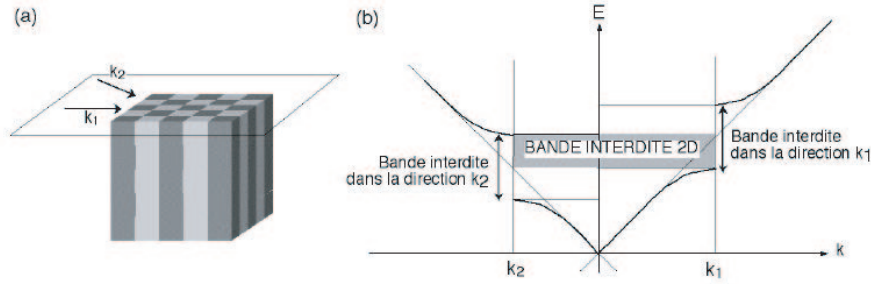


Figure 1.3: (a) Cristal photonique 2D (b) Une bande interdite omnidirectionnelle est obtenue dans le plan lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent.
 [(a) 2D photonic crystal (b) An omnidirectional gap appears when all the unidirectional gaps overlap.]

1.1.2 Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

La périodicité de l'indice diélectrique doit être étendue à deux ou trois dimensions pour obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions du plan ou de l'espace.

Considérons l'exemple du cristal photonique 2D représenté dans la figure 1.3(a). Quelle que soit la direction de propagation dans le plan d'une onde lumineuse, celle-ci *voit* une structure diélectrique périodique. A chaque direction d'incidence k_i est donc associée une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes ces directions, quand elle existe, constitue une bande interdite omnidirectionnelle dans le plan (Fig. 1.3(b)). Pour obtenir une bande interdite dans tout l'espace, un cristal photonique 3D est nécessaire.

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible. Les réseaux qui s'en rapprochent le plus sont le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées à trois dimensions.

Pour obtenir des bandes d'énergies interdites larges, le contraste d'indice doit être suffisamment grand. Pour un réseau triangulaire, un contraste d'indice supérieur à 2.6 est nécessaire à l'ouverture d'une bande interdite dans tout le plan. Aux longueurs d'onde du proche infrarouge utilisées en optique intégrée, les semi-conducteurs possèdent à la fois un fort indice de réfraction (2.5-4) et une faible absorption. Combinés à l'air, ils constituent donc un choix idéal pour la réalisation de cristaux photoniques à ces longueurs d'onde.

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques. Considérons par exemple le cristal photonique B obtenu à partir du cristal photonique A dont les dimensions ont été multipliées par le facteur s . On démontre facilement que les équations de Maxwell dans les cristaux photoniques sont indépendantes de l'échelle de longueur [17]. Ainsi, les modes optiques du cristal B peuvent être déduits de ceux du cristal A par la simple association de longueurs d'onde $\lambda \leftrightarrow s\lambda$. Par conséquent, les énergies sont généralement exprimées par l'énergie normalisée u définie par:

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \quad (1.2)$$

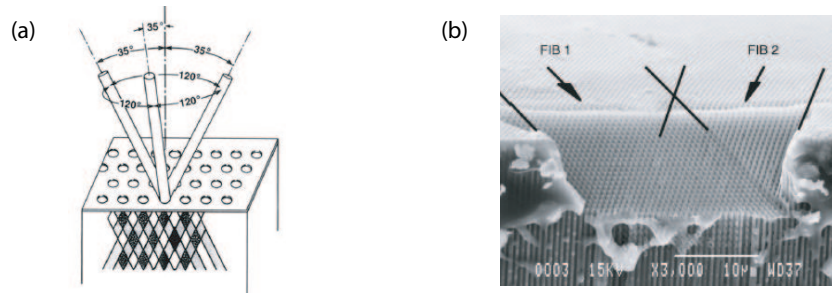


Figure 1.4: La *Yablonovite*, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D: (a) La structure 3D de périodicité fcc est obtenue en perçant chaque trou à partir du même masque sous trois angles différents (d'après Yablonovitch *et al.*). (b) Réalisation pratique obtenue par gravure de silicium macroporeux à l'aide d'un faisceau d'ions focalisés (d'après Chelnokov *et al.*).
[The Yablonovite, an early PhC structure with a full 3D band gap: (a) Drilling each hole of the mask from three different angles yields a fully 3D periodic fcc structure (from Yablonovitch et al.). (b) Fabricated Yablonovite-like structure for optical wavelength: The structure is obtained by drilling holes using a focused ion beam into macroporous silicon (from Chelnokov et al.).]

1.1.3 Choix d'un système pour l'optique intégrée

La réalisation pratique de structures dont l'indice diélectrique est périodique à l'échelle des longueurs d'onde optiques est un véritable défi technologique. Pour concevoir des composants pour l'optique intégrée à base de telles structures, il faut de plus pouvoir modifier localement les propriétés du cristal en y introduisant par exemple de façon déterministe des défauts ou des émetteurs de lumière.

Ce paragraphe donne un rapide tour d'horizon des solutions existantes et prometteuses. Ce survol nous permettra de justifier le choix des cristaux photoniques 2D planaires gravés sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As comme support à nos travaux expérimentaux, et comme système privilégié pour l'optique intégrée.

1.1.3.1 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques 3D ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier cristal photonique 3D a été fabriqué par K.M Ho *et al.* [18]. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre *Yablonovite*, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [19] en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de 120° (Fig. 1.4).

De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche:

Structures “Tas de bois” Ces structures 3D sont obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [20] (Fig. 1.5(a)). Des cristaux photoniques semblables ont été fabriqués sur GaAs par Noda *et al.* [21] par un procédé de fusion/élimination du substrat (Fig. 1.5(b)). Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction déterministe de défauts dans les cristaux fabriqués.

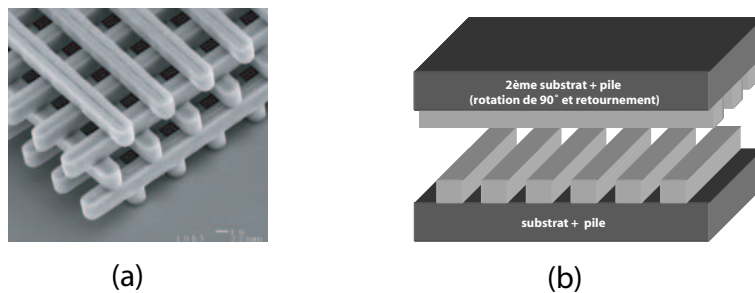


Figure 1.5: Structures *tas de bois* (a) Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin *et al.*). (b) La même structure peut aussi être fabriquée sur GaAs par un procédé de fusion/élimination du substrat (d'après Noda *et al.*).
 [Woodpile structures (a) SEM micrography of a structure fabricated by UV-lithography in silicon (from Lin *et al.*). (b) The same structure can also be fabricated on GaAs by wafer-fusion and substrate removing process (from Noda *et al.*).]

Opales Ces structures forment une famille originale de cristaux photoniques 3D. Elles sont obtenues chimiquement par auto-organisation et constituent une alternative bon marché aux structures obtenues par micro-lithographie. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice (SiO_2) en solution: la gravité arrange ces sphères selon un réseau cubique à faces centrées [22]. Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à la technique de croissance auto-organisée proposée par Y.A. Vlasov [23] (Fig. 1.6). Notons enfin qu'un réseau cfc de sphères ne présente pas de bandes d'énergies interdites contrairement à sa structure inverse. L'opale inverse est généralement obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.

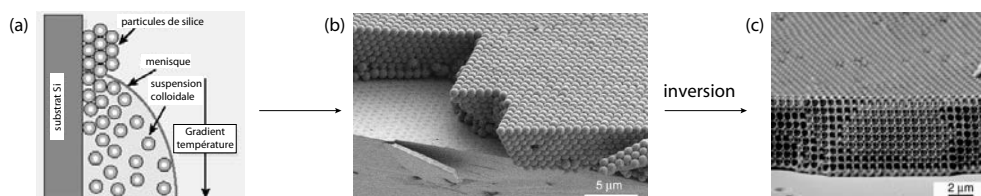


Figure 1.6: Fabrication d'opales inversées sur substrat silicium par auto-organisation: (a) Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules (d'après Joannopoulos *et al.*). (b) Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium (d'après Vlasov *et al.*). (c) La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de SiO_2 sont retirées par gravure humide (d'après Vlasov *et al.*).

[On chip growth of inverted opals by means of self-assembly: (a) Silica particles are forced into an ordered arrangement on the surface of a vertical silicon wafer as the meniscus is swept downwards by evaporation of the solvent. An applied temperature gradient allows convective flow of the particles in order to minimize unwanted sedimentation (from Joannopoulos *et al.*). (b) Thin planar opal templates assembled directly on a Si wafer from 855 nm sized spheres (from Vlasov *et al.*). (c) Inverted opals: First the opal structure is infiltrated with silicon and then the silica spheres are removed by wet etching yielding an inverted opal attached to the silicon chip (from Vlasov *et al.*).]

Il existe encore une multitude de techniques de fabrication prometteuses comme la lithographie par holographie [24], par rayons X [25], l'auto-clonage [26], etc. Elles souffrent encore

toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et souvent ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts. Malgré les remarquables progrès reportés récemment [27,28], les technologies de fabrication de cristaux photoniques 3D n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée.

1.1.3.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

Les difficultés de fabrication des structures 3D ont conduit à envisager la réalisation et l'étude de structures 2D. Un cristal photonique 2D parfait est périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz). Il possède une bande interdite dans le plan (Oxy). Ces systèmes n'existent pas dans la réalité mais de bonnes approximations peuvent être obtenues. La figure 1.7 montre l'exemple d'un cristal photonique 2D réalisé dans du silicium par gravure électrochimique d'un réseau de trous d'air [29]. Le rapport hauteur/diamètre des trous atteint environ 67:1, soit une profondeur de $100\text{ }\mu\text{m}$ pour une période de $1.5\text{ }\mu\text{m}$. L'insertion de défauts est plus simple que dans les cristaux photonique 3D (voir Fig. 1.7), mais l'absence de confinement vertical est gênante pour les applications en optique intégrée.

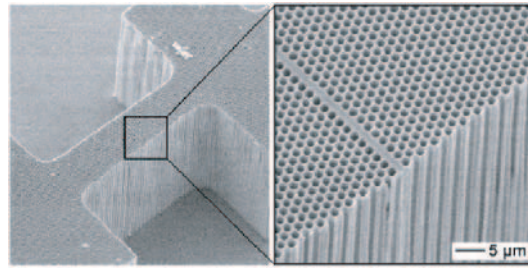


Figure 1.7: Cristal photonique 2D à base de silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel. Les pores sont séparés de $1.5\text{ }\mu\text{m}$ et sont profonds de $100\text{ }\mu\text{m}$ (d'après Birner *et al.*).
[2D photonic crystal based on structured porous silicon with a line defect. The pores are separated by $1.5\text{ }\mu\text{m}$ and are $100\text{ }\mu\text{m}$ deep (from Birner et al.).]

Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux 2D, la lumière peut être confinée dans une hétérostructure d'indice. Cette dernière se compose généralement d'une couche de diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Ces guides d'onde planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom de **cristaux photoniques bidimensionnels planaires**. Les premiers ont été fabriqués par Krauss *et al.* en 1996 sur une hétérostructure GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [30]. Leur fabrication n'utilise que les technologies standards de micro- et opto-électronique qui laissent une grande liberté pour des modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Les cristaux photoniques 2D planaires ont servi de support à ce travail de thèse et sont étudiés en détail dans la partie suivante.

1.2 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

La nécessité de confiner la lumière à trois dimensions pour des applications d'optique intégrée conduit à envisager des systèmes hybrides où le confinement vertical est assuré par contraste d'indice et le confinement latéral par un cristal photonique bidimensionnel. Ces structures

portent le nom de *cristaux photoniques bidimensionnels planaires* et leurs propriétés vont être étudiées dans les paragraphes suivants.

1.2.1 Fort et faible contraste d'indice

Les hétérostructures d'indice qui assurent le confinement vertical de la lumière se divisent en deux catégories qui se distinguent par l'intensité du contraste d'indice:

Fort contraste d'indice

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air [31], une couche de Si déposée sur SiO_2 ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y [32]. Dans ce dernier cas, la couche de Al_xO_y est obtenue par oxydation d'une couche de $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$. Le contraste d'indice vaut alors $\Delta n = 2.5$ par rapport à l'air et $\Delta n = 2$ par rapport à Al_xO_y .

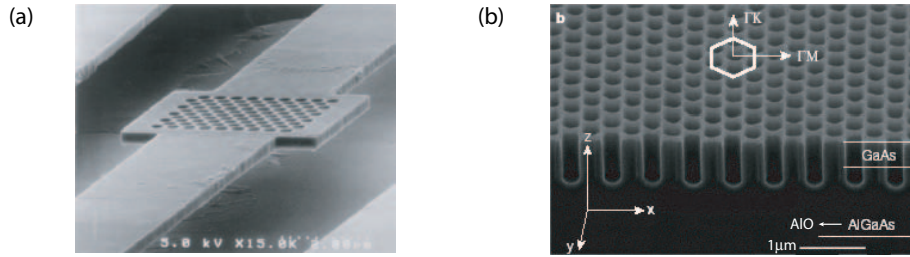


Figure 1.8: Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm (d'après Kawai *et al.*). (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\sim 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y qui fonctionne comme gaine de bas indice ($n \approx 1.5$) (d'après Chow *et al.*).
*[Two examples of 2D high index contrast PhC: (a) 270 nm thick air-bridge $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ membrane (from Kawai *et al.*). (b) PhC slab with $\sim 0.5 \mu\text{m}$ deep holes etched through the GaAs top waveguide and partially into the Al_xO_y layer which acts as low refractive index ($n \approx 1.5$) cladding (from Chow *et al.*.)]*

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus faible que dans le cas des faibles contrastes d'indice (quelques centaines de nm au lieu de plusieurs μm), donc la gravure est plus facile. En revanche, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser problème pour certaines applications comme les lasers.

Faible contraste d'indice

Les cristaux photoniques 2D planaires étudiés dans le cadre de cette thèse sont réalisés sur des hétérostructures guidantes à faible contraste d'indice. Les deux types d'hétérostructures utilisées ($\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) sont étudiés en détail dans la partie 4.1.2. A cause du faible contraste d'indice ($\Delta n \approx 0.1-0.2$), le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations (voir paragraphe 1.2.6). En revanche, ces structures peuvent être facilement étudiées avec un modèle 2D où l'indice du milieu est celui du mode guidé dans l'hétérostructure verticale (voir paragraphe 1.2.3).

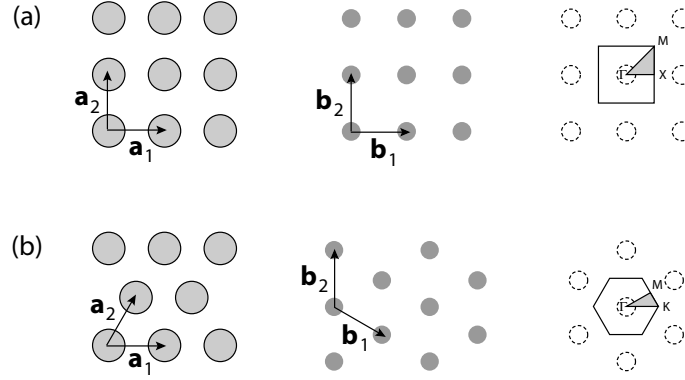


Figure 1.9: Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie des deux réseaux les plus utilisés: (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire.

[Direct lattice, reciprocal lattice and Brillouin zone including symmetry points of the two most common lattices in two dimensions: (a) square lattice, (b) triangular lattice.]

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs	$\mathbf{a}_1 = (1, 0); \mathbf{a}_2 = (0, 1)$	$\mathbf{a}_1 = (1, 0); \mathbf{a}_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
Vecteurs réciproques	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0); \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$	$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}); \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{2}{3}\sqrt{3})$
Facteur de remplissage	$\pi \frac{R^2}{a^2}$	$\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{R^2}{a^2}$

Tableau 1.1: Propriétés élémentaires des réseaux carré et triangulaire.

[Basic properties of the square and triangular lattices.]

1.2.2 Paramètres du réseau

Les cristaux photoniques 2D planaires sont formés d'un réseau de trous d'air gravés dans une hétérostructure guidante. Les réseaux carrés et triangulaires sont les plus étudiés. Leurs propriétés dans l'espace réel et dans l'espace réciproque sont présentées dans la figure 1.9 et résumées dans le tableau 1.1. Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré. Le réseau triangulaire est généralement privilégié car il permet d'ouvrir les bandes interdites les plus larges (voir paragraphe 1.2.5). Nous verrons cependant au chapitre 6 que d'autres types de réseaux comme le réseau carré cisailé peuvent être considérés pour une utilisation optimale des cristaux photoniques en transmission.

1.2.3 Techniques de modélisation

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques dérivent de méthodes standards utilisées en électromagnétique ou en physique de l'état solide. Les principales techniques utilisées sont la décomposition en ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, les matrices de transfert, et les théories de diffraction par les réseaux. Seules les deux premières ont été utilisées durant cette thèse. Nous les présentons ci-dessous.

Décomposition en ondes planes

La technique de décomposition en ondes planes (*plane wave expansion*, PWE) [33] s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de

diagonalisation de matrice. Cette approche sera présentée en détail au chapitre 2.

La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des *supercellules* [34]. Mais quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), le théorème de Bloch n'est plus valable et impose de recourir à la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

Différences finies dans le domaine temporel

Depuis le premier algorithme proposé par Yee en 1966 [35], la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*finite difference time domain*, FDTD) a été très utilisée en électromagnétisme. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes. Cette technique de calcul par éléments finis décompose l'espace-temps selon une grille de cellules élémentaires. Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites.

La méthode FDTD permet de résoudre les équations de Maxwell avec une précision arbitraire en augmentant la densité de la grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande mais est surtout utilisée pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques en calculant l'évolution temporelle du champ électromagnétique. Le comportement spectral d'une structure est déduit de cette évolution temporelle par transformation de Fourier. Les simulations FDTD effectuées durant cette thèse utilisent l'algorithme développé à l'université de Pavie par M. Agio [36].

1.2.4 Diagramme de bandes

Un cristal photonique est généralement caractérisé par son diagramme de bandes. Dans la figure 1.10, nous avons calculé avec la méthode de décomposition en ondes planes les diagrammes de bande de cristaux photoniques 2D planaires constitués d'un réseau de trous d'air gravés dans une hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Le facteur de remplissage est $f=30\%$ et les réseaux sont carrés et triangulaires. Les courbes de dispersion pour les polarisations TE et TM sont respectivement indiquées par des traits pleins et pointillés.

Une bande interdite est observée pour la polarisation TE pour $u=0.21-0.27$ dans le cas du réseau triangulaire. Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît pour les cristaux considérés. En effet, les bandes interdites TE s'ouvrent généralement pour des zones de forts indices connectées, tandis que l'ouverture de bandes TM est plutôt favorisée par des zones de forts indices isolées comme des piliers diélectriques dans l'air [2].

La figure 1.11 représente le module du champ électrique aux points de haute symétrie de la première zone de Brillouin pour la polarisation TE dans le cas du réseau triangulaire. Comme pour les cristaux photoniques 1D, l'énergie des modes de la première bande de transmission se concentre dans les régions de fort indice (diélectrique) tandis que celles des modes de la seconde bande se concentre dans les trous (air). Pour cette raison, la première et la seconde bande de transmission sont respectivement nommées *bande diélectrique* et *bande d'air*.

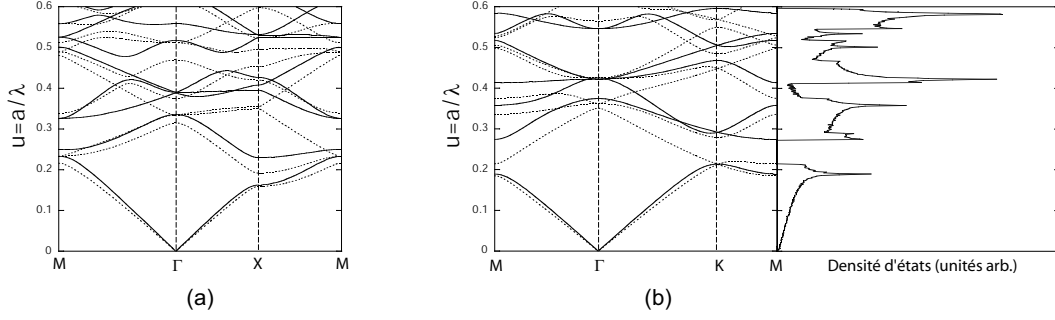


Figure 1.10: Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans une matrice diélectrique et calculé par la méthode des ondes planes pour la polarisation TE (ligne solide) et TM (ligne pointillée) ($f = 0.3$, $\varepsilon_{\text{sub}} = 11.4$, $\varepsilon_{\text{cyl}} = 1$): (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire. La densité d'état est indiquée pour la polarisation TE .
[Band diagrams of a 2D PhC consisting of air holes inside dielectric matrix calculated by PWE for TE (solid line) and TM polarisation (dotted line) ($f = 0.3$, $\varepsilon_{\text{sub}} = 11.4$, $\varepsilon_{\text{cyl}} = 1$): (a) square lattice, (b) triangular lattice. For the TE polarisation the density of states is indicated.]

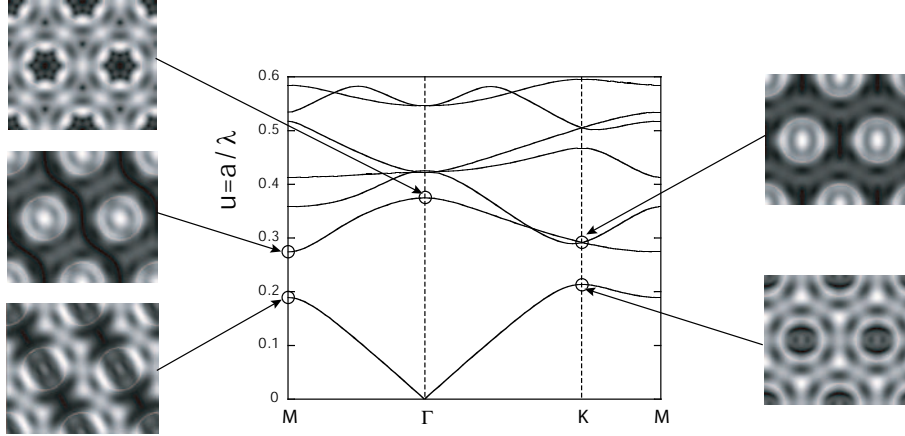


Figure 1.11: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire pour la polarisation TE. Le module du champ électrique a été évalué pour la bande diélectrique et la bande air aux points de symétrie de la zone de Brillouin du cristal massif (paramètres: $f = 0.3$, $\varepsilon_{\text{sub}} = 11$, $\varepsilon_{\text{cyl}} = 1$).
[Band-diagram of a triangular lattice of air holes for TE polarisation. The modulus of the electric field has been evaluated for the dielectric- and air-band at the symmetry points of the Brillouin zone of the bulk PhC (Parameters: $f = 0.3$, $\varepsilon_{\text{sub}} = 11$, $\varepsilon_{\text{cyl}} = 1$).]

1.2.5 Carte des bandes interdites

Les cartes des bandes interdites donnent les énergies des bords de bandes de transmission en fonction du facteur de remplissage f (Fig. 1.12). Pour le réseau carré, les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37 - 0.56$. Le réseau triangulaire est généralement préféré au réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Notons enfin que les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente.

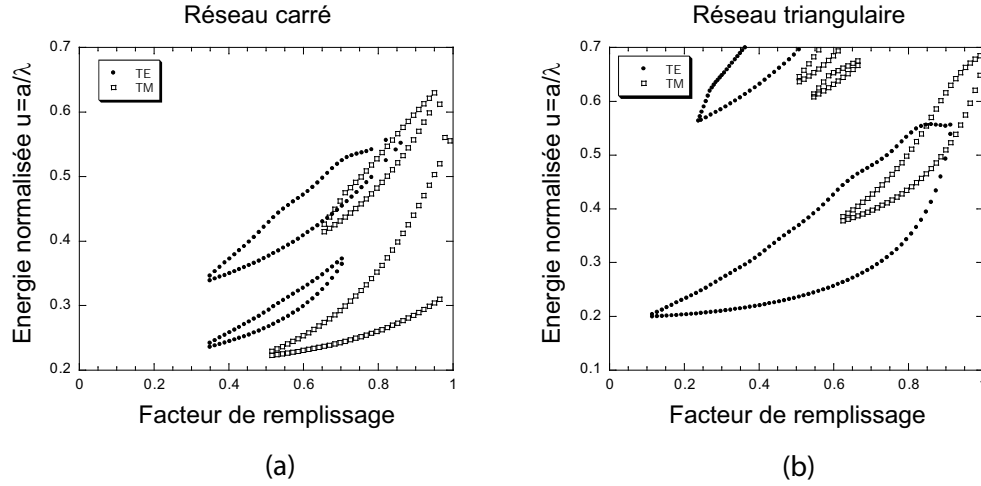


Figure 1.12: Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\varepsilon = 11.4$): (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire.

[Gap maps of 2D lattices of air holes in a dielectric matrix ($\varepsilon = 11.4$): (a) square lattice, (b) triangular lattice.]

1.2.6 Pertes optiques

Les cristaux photoniques 2D planaires présentent des pertes de propagation qui doivent être minimisées en vue des applications pour l'optique intégrée. Ces pertes peuvent être classées en deux catégories: les **pertes intrinsèques** inhérentes à la géométrie considérée et les **pertes extrinsèques** liées aux imperfections des structures fabriquées.

Pertes intrinsèques

Les pertes intrinsèques résultent du couplage du mode guidé de l'hétérostructure avec des modes de fuite. Pour comprendre l'origine de ce phénomène, considérons l'exemple d'un réseau de trous d'air gravé dans une membrane diélectrique suspendue. Les modes propres du système sont représentés dans la figure 1.13. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air (zone grisée). Ce cône représente un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane.

Les modes propres situés sous le cône d'air sont confinés verticalement dans la membrane et présentent un profil évanescent dans l'air: ils se propagent sans pertes dans le cristal. Les modes situés dans le cône d'air se couplent au continuum de modes radiatifs délocalisés et présentent par conséquent des pertes de propagation.

Dans le cas des cristaux photoniques planaires à faibles contrastes d'indice, nous verrons au paragraphe 5.2.5 qu'il faut aussi considérer le continuum de modes radiatifs vers le substrat.

Pertes extrinsèques

Dans le pratique, des pertes extrinsèques s'ajoutent aux pertes intrinsèques et sont principalement liées aux imperfections des trous fabriqués. Pour minimiser ces pertes, la profondeur des trous doit être suffisante pour recouvrir complètement le profil vertical du mode guidé [37] et la forme des trous doit être aussi cylindrique que possible [38]. Les fluctuations dans la position et le diamètre des trous, ainsi que les dommages infligés au matériau lors de la fabrication sont d'autres sources de pertes.

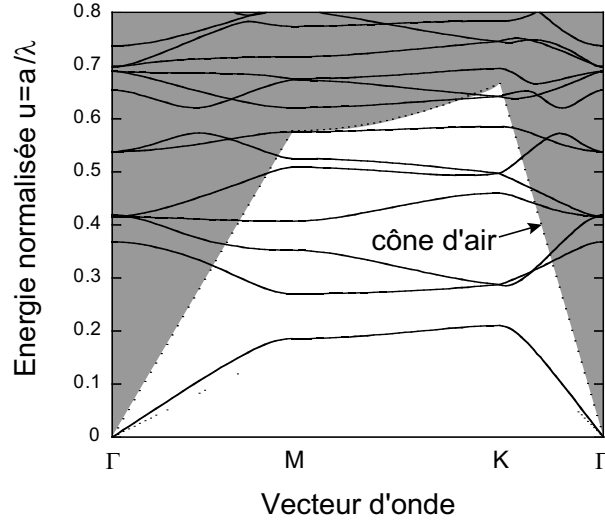


Figure 1.13: Diagramme de bande d'une membrane diélectrique suspendue. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air (zone grisée). Ce cône représente un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane.
[Band diagram of a dielectric suspended membrane. The third dimension is taken into account by the air cone (gray zone). This cone represents modes which are not confined in the membrane.]

1.2.7 Modèle phénoménologique pour les pertes

Les pertes optiques d'un cristal photonique 2D planaire peuvent être évaluées par un modèle phénoménologique purement bidimensionnel [39]. Ce modèle traduit la dissipation d'énergie en attribuant une constante diélectrique ε_{air} complexe aux trous du cristal photonique:

$$\varepsilon_{air} = \varepsilon'_{air} + i\varepsilon''_{air} = 1 + i\varepsilon''_{air} \quad (1.3)$$

Le milieu semi-conducteur dans lequel sont gravés les trous est supposé sans pertes et le paramètre phénoménologique ε''_{air} peut donc s'écrire sans ambiguïté ε'' . Ce paramètre dit *de pertes* est très utilisé pour traduire et comparer la qualité des cristaux photoniques. Ce modèle phénoménologique peut être implémenté dans un algorithme de simulation FDTD [40]. La figure 1.14 montre la dépendance du spectre de transmission d'un cristal photonique pour différentes valeurs du paramètre de pertes ε'' . Notons que la bande d'air est plus sensible aux pertes que la bande diélectrique en raison de la concentration de l'énergie électromagnétique dans les trous d'air.

Le paramètre de pertes ε'' peut s'écrire comme la somme de deux contributions:

$$\varepsilon'' = \varepsilon''_{int} + \varepsilon''_{ext} \quad (1.4)$$

Les paramètres ε''_{int} et ε''_{ext} traduisent respectivement les pertes intrinsèques et extrinsèques. Ils peuvent être évalués individuellement par une analyse semi-quantitative.

Paramètre de pertes intrinsèques

Une méthode originale a été développée par Benisty *et al.* pour calculer le paramètre de pertes intrinsèques [39]. Cette méthode décrit la diffraction due à l'absence de confinement vertical dans les trous par l'émission d'un dipole situé dans chaque trou. En utilisant une approche perturbative, on montre que pour des trous cylindriques infiniment longs, le volume

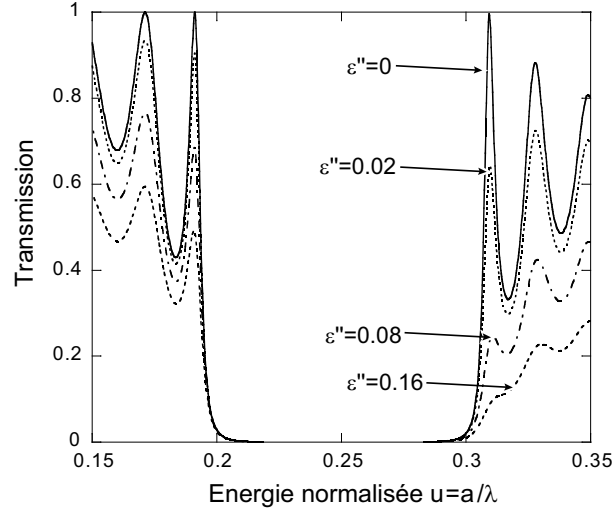


Figure 1.14: Spectres de transmission de 8 rangées ΓM calculés par FDTD pour différentes valeurs de ε'' (paramètres: InP, TE-pol., $f = 0.35$). Le calcul a été effectué avec l'algorithme de M. Qiu, KTH, Suède.

[Transmission spectra of 8 rows ΓM PhC calculated by FDTD for different values of ε'' (parameters: InP, TE-pol., $f = 0.35$). The calculation was performed using the algorithm by M. Qiu, KTH, Sweden.]

V du dipole correspond à l'intersection entre le cœur du guide vertical (hauteur h_{coeur}) et le trou (diamètre d):

$$V = \frac{\pi}{4} h_{coeur} d^2 \quad (1.5)$$

La puissance \mathcal{P} émise par ce dipole est donnée par [41]:

$$\mathcal{P} = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon \langle |\mathbf{E}| \rangle_V V, \quad (1.6)$$

où ε_0 est la susceptibilité du vide, $\Delta \varepsilon = n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2$ la différence de constantes diélectriques entre le cœur et la gaine, et $\langle |\mathbf{E}| \rangle_V$ le champ électrique moyen dans le dipole. Une fraction η de la puissance lumineuse émise quitte la structure, le reste est recapturé par le guide vertical. La quantité η peut être évaluée par:

$$\eta = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{gaine}}{n_{coeur}} \right)^2} \quad (1.7)$$

En supposant que l'émission des différents dipôles n'est pas cohérente, le paramètre de pertes intrinsèques peut être estimé par l'expression suivante:

$$\varepsilon''_{int} = \frac{h_{coeur} n_{coeur}}{\lambda} (u^2 f) (\Delta \varepsilon)^2 \eta \Gamma_{coeur}(\lambda), \quad (1.8)$$

où u est l'énergie normalisée, f le facteur de remplissage, et $\Gamma_{coeur}(\lambda)$ le facteur de confinement du mode vertical dans le cœur. Dans le cas des faibles contrastes d'indices, les pertes intrinsèques varient donc comme le carré du contraste d'indice. Pour les hauts contrastes, cette relation n'est plus valable et le niveau de pertes augmente [42].

L'équation 1.8 suggère que les pertes pourraient être réduites en diminuant le contraste d'indice entre la gaine et le cœur. Mais cette diminution réduit le confinement vertical du mode guidé. Son profil peut s'étendre et atteindre le fond des trous. Comme nous le verrons au

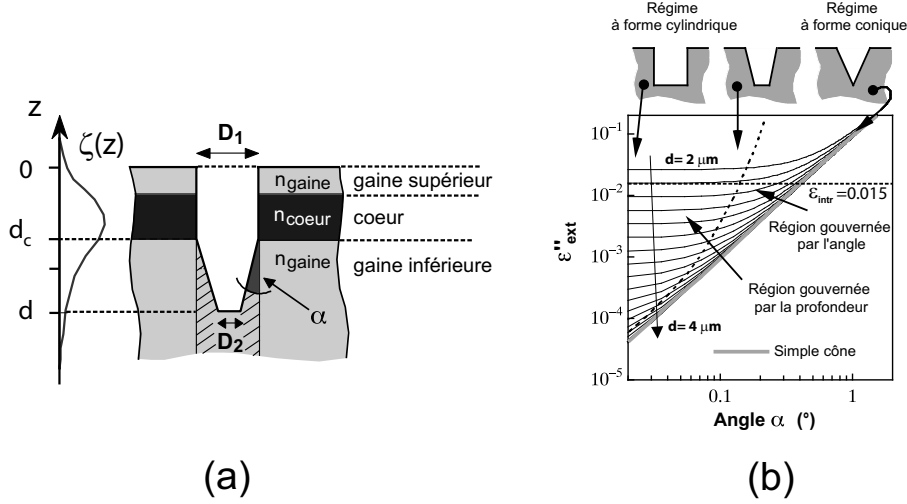


Figure 1.15: (a) Représentation schématique d'un trou cylindro-conique tronqué (b) Variations du paramètre de pertes extrinsèques ε''_{ext} en fonction de l'angle α pour différentes profondeurs d de trous. Les calculs ont été effectués pour un cristal photonique de facteur de remplissage $f = 50\%$ gravé sur une hétérostructure InP. Les profondeurs des trous s'étendent de 2 à 4 μm avec un pas de 0.1 μm .

[(a) Schematic representation of a truncated cylindro-conical hole (b) Dependence of the extrinsic losses ε''_{ext} on the angle α for various hole depths d . Calculation were performed for InP-based photonic crystals with a filling factor of 50%. Hole depths extend from 2 to 4 μm stepsize 0.1 μm .]

paragraphe suivant, ce phénomène engendre alors une augmentation des pertes extrinsèques.

Des simulations 3D permettent d'estimer quantitativement les valeurs du paramètre de pertes intrinsèques ε''_{int} pour différents systèmes. Sur hétérostructure GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, ε''_{int} est de l'ordre de 0.024-0.048. Sur hétérostructure InP/ $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, les valeurs typiques sont plus faibles (0.01-0.02) en raison du plus faible contraste d'indice.

Paramètre de pertes extrinsèques

Les techniques de fabrication des cristaux photoniques 2D planaires produisent généralement des trous de profondeur finie et de forme cylindro-conique. En utilisant une approche perturbative analogue à celle décrite ci-dessus, Ferrini *et al.* ont évalué le paramètre de pertes extrinsèques associé ε''_{ext} en fonction des caractéristiques physiques des trous fabriqués [43].

La forme cylindro-conique des trous peut être décrite par trois paramètres géométriques: la profondeur totale d , la longueur de la section cylindrique d_c et l'angle α de la section conique (Fig. 1.15(a)). Nous supposons dans la suite que la section cylindrique s'étend de la surface jusqu'au fond du cœur. Cette hypothèse résulte de l'observation des échantillons au microscope électronique.

La figure 1.15(b) montrent les variations du paramètre de pertes extrinsèques ε''_{ext} en fonction de l'angle α pour différentes profondeurs d de trous. Deux régimes peuvent être distingués:

1. Pour les faibles valeurs de α ($\alpha \leq 0.03^\circ$), la contribution de la forme des trous est négligeable et ε''_{ext} ne dépend que de la profondeur d (Région gouvernée par la profondeur)

2. Pour les grandes valeurs de α ($\alpha \geq 1^\circ$), la forme du trou tend vers un cône et ε''_{ext} dépend peu de la profondeur: toutes les courbes s'approchent de celle du cône parfait (Région gouvernée par l'angle)

Ce modèle permet d'orienter les efforts pendant le développement du procédé de fabrication de cristaux photoniques 2D planaires. Dans la région gouvernée par l'angle, la profondeur importe peu et seule une diminution de l'angle des trous fabriqués permet de réduire significativement les pertes extrinsèques.

Chapitre 2

Propagation de la lumière dans les cristaux photoniques

A la fin des années soixante-dix, les propriétés originales de propagation de la lumière dans les milieux de constante diélectrique périodique ont été étudiées théoriquement et démontrées expérimentalement [7–10]. Plus récemment, ces effets ont été étudiés dans les cristaux photoniques [11–13] et ont ouvert la voie vers de nouveaux concepts et applications. Par exemple, des phénomènes comme la réfraction négative [44–48], l’effet super-prisme [14,49,50] et l’auto-collimation [15,51,52] ont été prédits et démontrés expérimentalement. Pour élaborer de nouveaux composants optiques à partir de ces effets, une bonne compréhension des propriétés de la lumière dans les milieux périodiques est nécessaire [8,53–55].

Ce chapitre présente un modèle descriptif de la propagation des ondes de Bloch dans les cristaux photoniques fondée sur leur décomposition de Fourier en ondes planes électromagnétiques. Le principe de la décomposition sera d’abord présenté dans le cas unidimensionnel (1D), puis généralisé au cas bidimensionnel (2D) en insistant sur l’influence de la polarisation. Les résultats seront utilisés pour décrire les phénomènes de réfraction négative, auto-collimation et super-dispersion.

2.1 Propagation d’une onde de Bloch dans un cristal photonique unidimensionnel

Considérons le cristal photonique 1D formé d’une alternance de couches diélectriques de permittivités ε_1 and ε_2 and d’épaisseurs a_1 and a_2 (Fig. 2.1). La période du réseau est $a=a_1+a_2$. Nous étudions les ondes de Bloch électromagnétiques qui se propagent dans la direction (Ox) perpendiculaire à la surface des couches diélectriques. La polarisation est linéaire et le champ électrique est supposé parallèle à l’axe (Oy).

2.1.1 Mise en équations

D’après le théorème de Bloch [17], le champ magnétique \mathbf{H}_k de l’onde de Bloch s’écrit:

$$\mathbf{H}_k(x) = H_k(x)\mathbf{e}_z = H_0 u_k(x) e^{ikx} \mathbf{e}_z, \quad (2.1)$$

où H_0 est l’amplitude du champ, $k \in [-\pi/a, \pi/a[$ le nombre d’onde and u_k une fonction périodique normalisée de période a . La périodicité de u_k permet de développer en série le champ magnétique H_k :

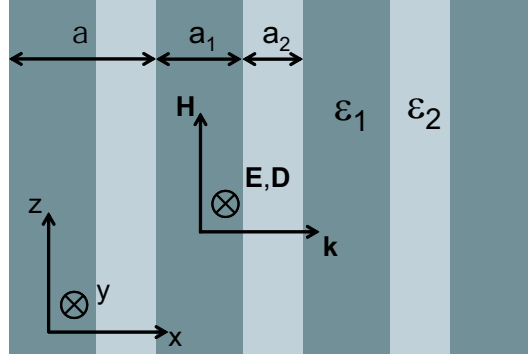


Figure 2.1: Cristal photonique 1D formé d'une alternance de couches diélectriques de permittivités ε_1 et ε_2 and d'épaisseurs a_1 and a_2 . La période du réseau est $a=a_1+a_2$. Nous étudions les ondes de Bloch qui se propagent dans la direction (Ox) perpendiculaire à la surface des couches diélectriques et qui sont polarisées linéairement selon l'axe (Oy).

[Representation of the 1D photonic crystal structure under study. The alternating dielectric slabs have permittivities ε_1 and ε_2 and widths a_1 and a_2 , respectively. The lattice period is $a=a_1+a_2$. We consider electromagnetic Bloch waves propagating along the x-direction perpendicular to the surface of the dielectric layers and linearly polarized in the y-direction.]

$$H_k(x) = \sum_n h_{n(k)} H_0 e^{i(k+n\frac{2\pi}{a})x}, \quad (2.2)$$

où chaque $h_{n(k)}$ est un coefficient de Fourier sans dimension de la fonction périodique u_k . La normalisation de u_k impose $\sum_n |h_{n(k)}|^2 = 1$. Par unicité de la transformée de Fourier, l'équation 2.2 correspond à la transformée de Fourier du champ magnétique. Celle-ci se compose d'une série de pics d'amplitudes $h_{n(k)}H_0$ localisés aux vecteurs d'onde $k_n = k + nK$ avec $K = 2\pi/a$. A l'aide des mêmes arguments, le champ électrique $\mathbf{E}_k(x) = E_k(x)\mathbf{e}_y$ et l'induction électrique $\mathbf{D}_k(x) = D_k(x)\mathbf{e}_y$ peuvent aussi être développés en séries de Fourier:

$$E_k(x) = \sum_n E_{n(k)} e^{ik_n x} \quad (2.3)$$

$$D_k(x) = \sum_n D_{n(k)} e^{ik_n x} \quad (2.4)$$

Pour ne manipuler que des quantités sans dimension et simplifier les calculs à venir, les coefficients de Fourier $E_{n(k)}$ et $D_{n(k)}$ peuvent être mis sous la forme suivante sans restreindre la généralité du problème:

$$E_{n(k)} = e_{n(k)} \mu_0 c H_0 \quad (2.5)$$

$$D_{n(k)} = d_{n(k)} H_0 / c, \quad (2.6)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, μ_0 la perméabilité du vide, et $e_{n(k)}$ et $d_{n(k)}$ des coefficients sans dimension. En associant les équations de Maxwell $\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D}$ et $\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mathbf{H}$, la relation constitutive $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}$ et le développement de Fourier $1/\varepsilon(x) = \sum_n \kappa_n e^{inKx}$, nous obtenons les relations suivantes entre les coefficients $h_{n(k)}$, $e_{n(k)}$ et $d_{n(k)}$:

$$d_{n(k)} = h_{n(k)} \frac{k_n c}{\omega} \quad (2.7)$$

$$h_{n(k)} = e_{n(k)} \frac{k_n c}{\omega} \quad (2.8)$$

$$e_{n(k)} = \sum_{n'} \kappa_{n-n'} d_{n'(k)} \quad (2.9)$$

Par insertion des équations 2.7 et 2.9 dans l'équation 2.8, nous obtenons l'équation suivante valable pour tout entier relatif n :

$$\forall n \in \mathbb{Z} : \sum_{n'} \kappa_{n-n'} k_n k_{n'} h_{n'(k)} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{n(k)} \quad (2.10)$$

Fixons alors un entier naturel N quelconque et considérons la matrice \mathcal{M}_k^N de dimensions $(2N+1) \times (2N+1)$ définie par:

$$\forall |p|, |q| \leq N : \mathcal{M}_k^N(p, q) = \kappa_{p-q}(k + pK)(k + qK), \quad (2.11)$$

Le système d'équations 2.10 tronqué à l'ordre N peut s'écrire sous la forme matricielle suivante:

$$[\mathcal{M}_k^N] \cdot \mathcal{H}_k = (\omega/c)^2 \mathcal{H}_k \text{ où } \mathcal{H}_k = \begin{pmatrix} h_{-N(k)} \\ \vdots \\ h_{N(k)} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Le vecteur composé des coefficients de Fourier du champ magnétique est donc vecteur propre de la matrice \mathcal{M}_k^N pour la valeur propre $(\omega/c)^2$. Comme la fonction périodique $1/\varepsilon(x)$ est réelle, ses coefficients de Fourier κ_n possèdent la symétrie hermitienne ($\kappa_{-n} = \kappa_n^*$). La matrice \mathcal{M}_k^N est donc hermitienne et possède $2N+1$ valeurs propres réelles positives que nous noterons $((\omega_i/c)^2)_{i=1 \dots 2N+1}$. Les vecteurs propres associés $\mathcal{H}_{k,i}$ fournissent les coefficients de Fourier des champs magnétiques correspondants.

L'approche précédente est à la base de la technique de décomposition en ondes planes pour le calcul des diagrammes de bandes des cristaux photoniques [33] (voir paragraphe 1.2.3). Dans la pratique, on recherche les valeurs propres des matrices \mathcal{M}_k^N pour une série de nombres d'onde k uniformément répartis dans la première zone de Brillouin. Pour chaque valeur de k , on obtient une série d'énergies propres ω_i qui correspondent aux bandes de transmission successives du cristal photonique. Plus l'entier N est grand, plus la précision est grande.

Le calcul des valeurs propres de la matrice \mathcal{M}_k^N suffit à construire le diagramme de bandes. Les coefficients de Fourier $h_{n(k)}$ donnés par les vecteurs propres ne sont généralement pas calculés. Nous verrons pourtant dans la suite qu'ils contiennent beaucoup d'informations sur l'onde de Bloch et sont très utiles pour en comprendre les propriétés fondamentales.

2.1.2 Analyse de Fourier d'une onde de Bloch 1D

Ce paragraphe poursuit l'étude de la propagation de l'onde de Bloch de nombre d'onde k dans le cristal photonique 1D décrit dans la figure 2.1. Le paragraphe précédent a montré que cette onde ne peut avoir qu'un nombre discret d'énergies données par les valeurs propres de la matrice hermitienne \mathcal{M}_k^N .

Choisissons l'une de ces énergies possibles: les coefficients de Fourier $h_{n(k)}$ du champ magnétique de l'onde de Bloch associée sont simplement donnés par les coefficients du vecteur propre associé à l'énergie propre choisie. Nous allons à présent démontrer que toutes les propriétés de l'onde de Bloch peuvent s'exprimer en fonction de ces seuls coefficients.

Les coefficients de Fourier du **champ électrique \mathbf{E}** et de l'**induction électrique \mathbf{D}** s'obtiennent directement à partir de ceux du champ magnétique à l'aide des équations 2.7 et 2.8:

$$d_{n(k)} = h_{n(k)} \frac{k_n c}{\omega} \quad (2.13)$$

$$e_{n(k)} = \frac{h_{n(k)}}{\frac{k_n c}{\omega}} \quad (2.14)$$

A l'aide des équations 2.7 et 2.8, la moyenne spatio-temporelle de la **densité d'énergie** $\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s}$ de l'onde de Bloch peut s'exprimer en fonction des coefficients $h_{n(k)}$:

$$\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s} = \left\langle \frac{1}{2} \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}^*}{2} + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^*}{2} \right\rangle_s = \sum_n \frac{1}{2} \mu_0 |h_{n(k)}|^2 H_0^2 \quad (2.15)$$

Bien sûr cette expression est égale à $\frac{1}{2} \mu_0 H_0^2$, mais la forme ci-dessus met en évidence la contribution des coefficients $h_{n(k)}$. $\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s}$ apparaît en effet comme la somme des énergies partielles $\mathcal{E}_{n(k)} = \frac{1}{2} \mu_0 |h_{n(k)}|^2 H_0^2$. Notons que l'énergie partielle $\mathcal{E}_{n(k)}$ correspond à la densité d'énergie d'une onde plane électromagnétique dont l'amplitude du champ magnétique est $h_{n(k)} H_0$.

Considérons à présent le **vecteur de Poynting** moyen $\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}$ de l'onde de Bloch. Quelques manipulations algébriques permettent de le mettre sous la forme:

$$\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s} = \left\langle \Re e \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2} \right) \right\rangle_s \quad (2.16)$$

$$= \sum_n \frac{1}{2} \mu_0 c |h_{n(k)}|^2 H_0^2 \frac{\omega}{k_n c} \mathbf{e}_x \quad (2.17)$$

Tout comme $\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s}$, $\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}$ s'exprime comme la somme des vecteurs de Poynting partiels $\mathbf{S}_{n(k)} = \frac{1}{2} \mu_0 c |h_{n(k)}|^2 H_0^2 \frac{\omega}{k_n c} \mathbf{e}_x$ qui correspondent respectivement au vecteur de Poynting d'une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde à k_n et dont l'amplitude du champ magnétique est $h_{n(k)} H_0$.

Le tableau 2.1 résume les résultats obtenus pour l'onde de Bloch électromagnétique et rappelle pour comparaison ceux de l'onde plane électromagnétique. Résumons notre démarche avant de commenter ce tableau. A partir des équations de Maxwell, toutes les grandeurs caractéristiques de l'onde de Bloch (\mathbf{E}_k , \mathbf{D}_k , $\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s}$ et $\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}$) ont pu être exprimées en fonction uniquement des coefficients de Fourier du champ magnétique \mathbf{H}_k . Chacune de ces grandeurs a été mise sous forme d'une série entière dont nous pouvons considérer individuellement la $n^{\text{ème}}$ composante. Cette dernière est mise en évidence dans le tableau 2.1 et correspond systématiquement au cas d'une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde k_n et dont l'amplitude du champ magnétique est $h_{n(k)} H_0$. Cette observation suggère qu'une onde de Bloch électromagnétique peut se décomposer en une série d'ondes planes électromagnétiques.

Propriétés de l'onde (Cas 1D)	Onde de Bloch électromagnétique	$n^{\text{ème}}$ composante	Onde plane électromagnétique
Champ magnétique	$\mathbf{H}_k = \sum_n \mathbf{H}_{n(k)}$	$\mathbf{H}_{n(k)}(x) = h_{n(k)} H_0 e^{ik_n x} \mathbf{e}_z$	$\mathbf{H}_k(x) = H_0 e^{ikx} \mathbf{e}_z$
Champ électrique	$\mathbf{E}_k = \sum_n \mathbf{E}_{n(k)}$	$\mathbf{E}_{n(k)}(x) = \mu_0 c h_{n(k)} H_0 \frac{\omega}{k_n c} e^{ik_n x} \mathbf{e}_y$	$\mathbf{E}_k(x) = \mu_0 c H_0 \frac{\omega}{k c} e^{ikx} \mathbf{e}_y$
Densité d'énergie (Moyenne espace-tps)	$\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s} = \sum_n \mathcal{E}_{n(k)} = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2$	$\mathcal{E}_{n(k)} = \frac{1}{2} \mu_0 h_{n(k)} ^2 H_0^2$	$\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s} = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2$
Vecteur de Poynting (Moyenne espace-tps)	$\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s} = \sum_n \mathbf{S}_{n(k)}$	$\mathbf{S}_{n(k)} = \frac{1}{2} \mu_0 h_{n(k)} ^2 H_0^2 \frac{\omega}{k_n} \mathbf{e}_x$	$\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s} = \frac{1}{2} \mu_0 H_0^2 \frac{\omega}{k} \mathbf{e}_x$

Tableau 2.1: Comparaison des propriétés de l'onde de Bloch électromagnétique 1D et de celles de l'onde plane électromagnétique 1D.

[Comparison of the properties of the 1D electromagnetic Bloch wave and the 1D electromagnetic plane wave.]

Au premier regard, ce résultat semble évident, et n'être qu'une conséquence immédiate du théorème de Bloch. Mais ce théorème dit uniquement que chaque composante du champ peut individuellement se décomposer en une série semblable à celle de l'équation 2.2. Rien n'indique en revanche que le champ partiel construit à partir de la $n^{\text{ème}}$ composante de la décomposition de \mathbf{H}_k , \mathbf{E}_k et \mathbf{D}_k possède les propriétés d'un champ électromagnétique. D'un autre point de vue, la transformée de Fourier décompose chaque composante du champ en série d'ondes planes, mais rien n'indique qu'elle décompose le champ électromagnétique global en série d'ondes planes électromagnétiques. A partir des équations de Maxwell, nous avons démontré que cette propriété est vraie pour les ondes de Bloch 1D.

En résumé, une onde de Bloch unidimensionnelle de vecteur d'onde k peut être décomposée en une série d'ondes planes électromagnétiques 1D. La $n^{\text{ème}}$ onde plane de cette décomposition est caractérisée par le vecteur d'onde $k_n = k + nK$. L'amplitude de son champ magnétique est $h_{n(k)} H_0$. Sa contribution au champ électromagnétique total est donnée par la quantité $|h_{n(k)}|^2$ qui est le rapport entre l'énergie transportée par cette onde plane partielle et l'énergie totale transportée par l'onde de Bloch.

Un point important doit être souligné: la $n^{\text{ème}}$ onde plane électromagnétique ne satisfait pas les équations de Maxwell dans le cristal photonique. Seule l'onde de Bloch globale les vérifie grâce à l'équation 2.10. Dans quelle mesure la $n^{\text{ème}}$ onde plane existe-t-elle alors *physiquement*?

D'un premier point de vue, la décomposition de l'onde de Bloch est un procédé purement mathématique: l'onde de Bloch reste *physiquement* la seule onde électromagnétique qui se propage dans le cristal photonique. Les propriétés des ondes planes qui la composent sont fixées par l'équation 2.10 et aucune modification individuelle n'est possible.

D'un autre point de vue, tout se passe comme si la $n^{\text{ème}}$ onde plane se propageait dans un milieu homogène d'indice $\mathcal{N}_n = k_n c / \omega$. Nous verrons d'ailleurs au paragraphe 2.3 que la réfraction d'une onde de Bloch à l'interface entre un cristal photonique et un milieu homogène met en évidence *physiquement* certaines propriétés individuelles des ondes planes qui la compose. La question reste donc ouverte et plusieurs expériences en cours devraient prochainement y apporter une réponse expérimentale.

2.1.3 Vitesse de groupe et représentation graphique d'une onde de Bloch 1D

Quelle est la direction de propagation d'une onde de Bloch de vecteur d'onde k fixé dans un cristal photonique donné? Pour répondre à cette question fondamentale de notre étude, il faut calculer la vitesse de propagation \mathbf{v}_e du flux d'énergie transporté par l'onde de Bloch dans le cristal. Dans les milieux périodiques sans pertes, P. Yeh a démontré que cette vitesse est égale à la vitesse de groupe \mathbf{v}_g définie par $\mathbf{v}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}}(\omega)$ [56].

D'un point de vue pratique, la vitesse de groupe \mathbf{v}_g d'une onde de Bloch est donnée par la pente de la courbe de dispersion au point qui représente cette onde. Cette approche fournit certes le résultat, mais ne permet pas d'en comprendre l'origine. Grâce à la décomposition en ondes planes du paragraphe précédent, une expression analytique de la vitesse de groupe de l'onde de Bloch peut être obtenue:

$$\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_e = \frac{\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}}{\langle \mathcal{E}_k \rangle_{t,s}} = \sum_n |h_{n(k)}|^2 \frac{\omega}{k_n} \mathbf{e}_x \quad (2.18)$$

La vitesse de groupe de l'onde de Bloch s'exprime donc analytiquement comme la somme des vitesses de phase ω/k_n des ondes planes qui la compose pondérée de leurs contributions énergétiques respectives $|h_{n(k)}|^2$. Il semble alors naturel d'interpréter le terme $|h_{n(k)}|^2 \omega/k_n \mathbf{e}_x$ comme une vitesse de groupe partielle qui représente la contribution de la $n^{\text{ème}}$ onde partielle à la vitesse de groupe totale de l'onde de Bloch. Mais cette interprétation n'est pas correcte physiquement. Par définition, une relation de dispersion $\omega(\mathbf{k})$ est nécessaire pour calculer une vitesse de groupe $\mathbf{v}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}}(\omega)$. Comme les ondes partielles ne satisfont pas les équations de Maxwell, elles ne possèdent pas individuellement de relation de dispersion et donc de vitesse de groupe. Seule la vitesse de groupe de l'onde de Bloch globale existe et elle ne dépend pas du vecteur d'onde choisi parmi les $k_n = k + nK$:

$$\overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}_n}(\omega) = \overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}}(\omega) + 0 = \mathbf{v}_g$$

La figure 2.2(a) donne une représentation graphique possible d'une onde de Bloch 1D qui tient compte de l'ensemble des résultats précédents. La $n^{\text{ème}}$ onde plane est représentée par un disque situé en (k_n, u) et dont la couleur indique en échelle de gris la contribution énergétique $|h_{n(k)}|^2$ (noir $\rightarrow 1$, blanc $\rightarrow 0$). La contribution au vecteur de Poynting moyen $\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}$ est indiquée par une flèche qui représente le vecteur de Poynting partiel $\mathbf{S}_{n(k)}$. D'après l'équation 2.17, le vecteur de Poynting moyen de l'onde de Bloch est donc donné par la somme vectorielle de toutes ces flèches (Fig. 2.2(b)). Enfin d'après l'équation 2.18, la vitesse de groupe de l'onde de Bloch pointe dans la même direction que $\langle \mathbf{S}_k \rangle_{t,s}$. Les parties positive et négative de la $j^{\text{ème}}$ zone de Brillouin sont notée respectivement $j^+ \text{BZ}$ et $j^- \text{BZ}$. Dans l'exemple considéré, $k_0 = k$, $k_{-1} = k - K$ et $k_1 = k + K$ sont situés respectivement dans la première, la seconde et la troisième zone de Brillouin.

2.1.4 Transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique

A l'aide des résultats précédents, cette partie clarifie certaines ambiguïtés de la représentation traditionnelle des ondes de Bloch. Nous allons étudier trois cristaux photoniques de modulations d'indice croissantes ($\Delta n = 0, 1.2$ et 2.3): un milieu homogène ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 4.67$), un cristal photonique faiblement modulé ($\varepsilon_1 = 2.43$ et $\varepsilon_2 = 7.62$) et un cristal photonique

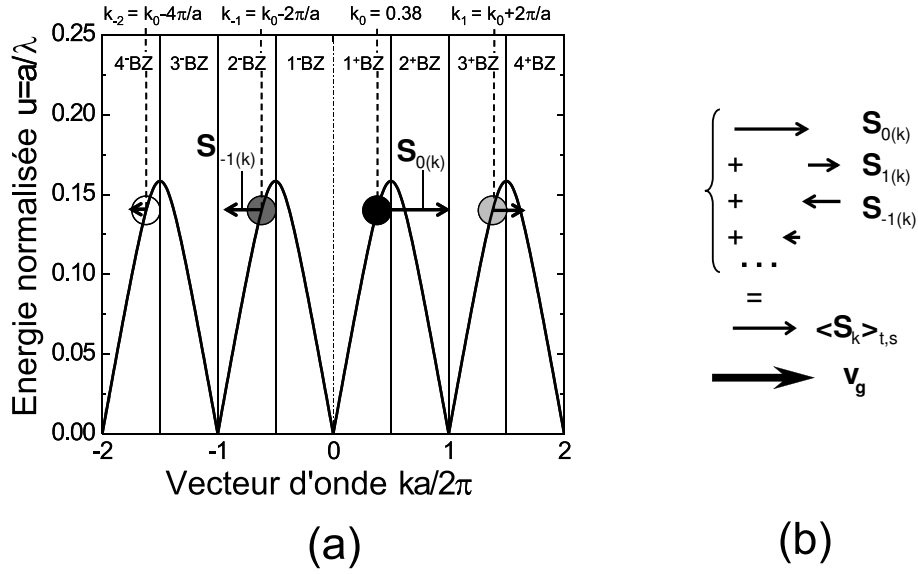


Figure 2.2: (a) Représentation graphique d'une onde de Bloch de vecteur d'onde $k = 0.38$ et d'énergie $u = 0.38$ qui se propage dans un cristal photonique unidimensionnel. Le diagramme de bande (courbe noire) de cristal photonique est répété dans les différentes zone de Brillouin. Les ondes planes qui composent l'onde de Bloch sont représentées par des disques situés au point (k_n, u) et dont le niveau de gris indique la contribution énergétique $|h_{n(k)}|^2$ de l'onde plane correspondante (noir $\rightarrow 1$, blanc $\rightarrow 0$). La contribution de la $n^{\text{ème}}$ onde plane au vecteur de Poynting moyen $\langle S_k \rangle_{t,s}$ est indiquée par une flèche qui représente le vecteur de Poynting partiel $S_{n(k)}$. (b) La somme vectorielle de ces flèches donne le vecteur de Poynting moyen $\langle S_k \rangle_{t,s}$ qui pointe dans la même direction que la vitesse de groupe v_g .

[(a) Graphical representation of a Bloch wave with energy $u = 0.38$ and wave vector $k = 0.38$ propagating in a 1D-PhC. The band diagram (black curve) of the 1D-PhC is repeated in the different Brillouin Zones. The plane waves which collectively form this Bloch wave are represented by disks located at the points (k_n, u) . The shade of each disk indicates the energetic contribution $|h_{n(k)}|^2$ of the corresponding plane wave (black $\rightarrow 1$, white $\rightarrow 0$). The contribution of the n^{th} plane wave to the average Poynting vector $\langle S_k \rangle_{t,s}$ of the Bloch wave is indicated by an arrow which represents the partial Poynting vector $S_{n(k)}$. (b) The vectorial sum of all these arrows gives $\langle S_k \rangle_{t,s}$ which points in the same direction as v_g .]

fortement modulé ($\varepsilon_1 = 1$ et $\varepsilon_2 = 11$). Pour que les différences observées résultent uniquement de la différence d'amplitude de modulation, tous les autres paramètres sont identiques: $a_1 = a_2 = a/2$ et $\langle n \rangle = 2.16$ (indice effectif moyen). Les courbes de dispersion des trois premières bandes de transmission ont été calculées avec la technique de décomposition en ondes planes (Fig. 2.3). Les deux cristaux photoniques modulés présentent chacun deux bandes interdites photoniques (BIPs) qui séparent la plage d'énergie considérée en trois bandes de transmission permises (I, II & III). Pour simplifier les notations, nous noterons X_k l'onde de Bloch de vecteur d'onde k située dans la bande $X = \text{I, II ou III}$.

Avant de procéder à l'analyse de Fourier, rappelons quelques propriétés des diagrammes de bandes. Chaque onde de Bloch y est caractérisée par le vecteur d'onde $k = k_0$ de l'onde plane partielle située dans la première zone de Brillouin. Pour cette raison, la courbe de dispersion du milieu homogène est repliée artificiellement dans la première zone de Brillouin et n'a pas la forme en "V" habituelle. Ainsi, une onde plane électromagnétique du milieu homogène n'est pas nécessairement caractérisée par son vecteur d'onde. Par exemple, l'onde de Bloch

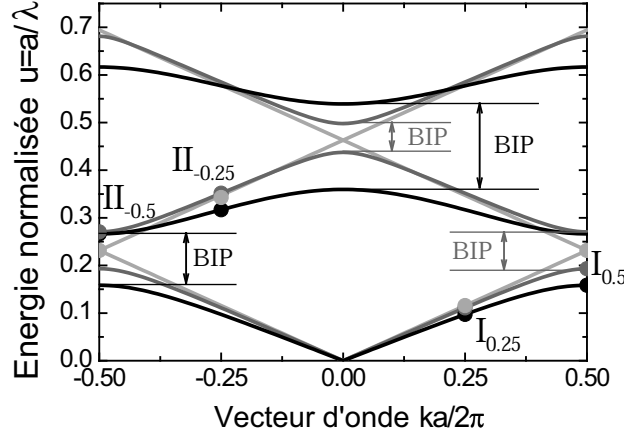


Figure 2.3: Diagrammes de dispersion des trois cristaux photoniques étudiés: les courbes gris clair, gris foncé et noire représentent respectivement le milieu homogène ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 4.67$), le cristal photonique faiblement modulé ($\varepsilon_1 = 2.43$ et $\varepsilon_2 = 7.62$) et fortement modulé ($\varepsilon_1 = 1$ et $\varepsilon_2 = 11$). Les bandes interdites photoniques (BIP) des cristaux photoniques faiblement et fortement modulés sont indiquées. Les quatre ondes de Bloch caractéristiques $I_{0.25}$, $II_{-0.25}$, $I_{0.5}$ et $II_{-0.5}$ sont situées au milieu et au bord des deux premières bandes de transmission et seront plus particulièrement étudiées.

[Photonic band diagrams for three different 1D-PhCs with increasing index contrasts. The light gray, dark gray and black curves denote the homogenous medium ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 4.67$), the weakly modulated 1D-PhC ($\varepsilon_1 = 2.43$ and $\varepsilon_2 = 7.62$) and the strongly modulated 1D-PhC ($\varepsilon_1 = 1$ and $\varepsilon_2 = 11$), respectively. The Photonic Band Gaps (PBGs) of the weakly and strongly modulated 1D-PhC are indicated, as are four characteristic Bloch waves: $I_{0.25}$, $II_{-0.25}$, $I_{0.5}$ and $II_{-0.5}$. These waves located in the middle and at the edges of the first and the second band are often used as examples in the text.]

$II_{-0.25}$ représente pour le milieu homogène l'onde plane électromagnétique de vecteur d'onde $k = 0.75$. Cette dernière est ainsi caractérisée par le vecteur d'onde négatif $k = -0.25$ alors qu'elle se propage selon les x croissants. Les diagrammes de bandes traditionnels représentent le milieu homogène d'une manière peu intuitive et sont donc peu adaptés à l'étude de la transition du milieu homogène vers le cristal photonique. Nous allons voir que la représentation graphique proposée au paragraphe précédent est beaucoup plus adaptée à l'étude de cette transition.

Avec la représentation graphique décrite au paragraphe précédent (voir l'exemple de la figure 2.2), nous avons représenté dans la figure 2.4 les ondes de Bloch qui se propagent selon les x croissants dans les trois premières bandes de transmission des trois types de cristaux photoniques étudiés. Pour alléger les figures, les flèches qui indiquent les contributions au vecteur de Poynting n'ont été indiquées que pour les ondes de Bloch $I_{0.25}$, $II_{-0.25}$, $I_{0.5}$ et $II_{-0.5}$. Les disques qui indiquent les contributions énergétiques sont plus petits que dans la figure 2.2 et se recouvrent pour montrer les variations locales de la répartition énergétique.

Dans le milieu homogène (Fig. 2.4(a)), la solution des équations de Maxwell à l'énergie ω est l'onde plane électromagnétique de vecteur d'onde $k = \sqrt{\varepsilon}\omega/c$. Cette onde plane peut être vue comme une onde de Bloch particulière pour laquelle $h_{n(k)}$ est égal à 1 pour un seul entier n^* and vaut 0 sinon. Sa représentation graphique se résume à un unique disque noir ($h_{n^*(k)} = 1$) situé au point (k_{n^*}, u) , où $k_{n^*} = \sqrt{\varepsilon}\omega/c$. Lorsque toutes les ondes sont représentées sur le même diagramme, leurs disques respectifs se recouvrent et dessinent la courbe de dispersion habituelle du milieu homogène. Notre représentation graphique donne donc des résultats

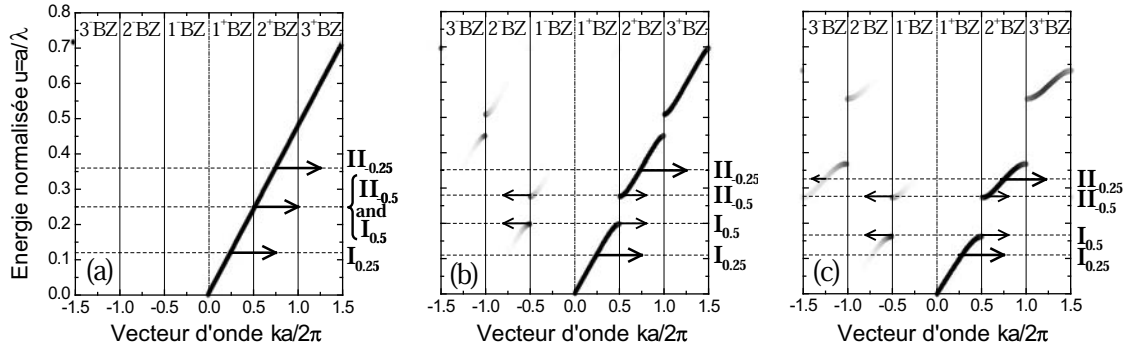


Figure 2.4: Représentation graphique des ondes de Bloch qui se propagent selon les x croissants dans (a) le milieu homogène, (b) le cristal photonique faiblement modulé et (c) le cristal photonique fortement modulé. Les ondes de Bloch sont représentées comme dans la figure 2.2, mais les disques des ondes de Bloch adjacentes se recouvrent et les flèches qui indiquent les différentes contributions au vecteur de Poynting ne sont indiquées que pour les ondes de Bloch $I_{0.25}$, $I_{0.5}$, $II_{-0.5}$ and $II_{-0.25}$. Notons que l'onde plane dominante est située dans la première zone de Brillouin pour la première bande de transmission, dans la seconde zone de Brillouin pour la seconde bande de transmission, et ainsi de suite.

[Graphical representation of the Bloch waves which propagate in the positive x -direction of (a) the homogenous medium, (b) the weakly modulated 1D-PhC and (c) the strongly modulated 1D-PhC. The Bloch waves have the same representation as in Fig. 2.2 except that the circles of adjacent Bloch waves overlap and the arrows indicating the contributions to the Poynting vector are drawn for Bloch waves $I_{0.25}$, $I_{0.5}$, $II_{-0.5}$ and $II_{-0.25}$. We note that the dominant plane wave is located in the first BZ for the first band, in the second BZ for the second band and forth on.]

cohérents et intuitifs pour le milieu homogène considéré comme un cristal photonique de modulation nulle. Dans ce cas la décomposition de l'onde de Bloch est entièrement dominée par l'unique onde plane partielle solution des équations de Maxwell. Son indice sera noté n^* dans la suite. Notons que $n^* = 1$ pour les ondes de Bloch de la première bande, $n^* = 2$ pour les ondes de Bloch de la deuxième bande, et ainsi de suite.

Après introduction d'une faible modulation dans le milieu homogène (Fig. 2.4(b)), nous observons que la courbe de dispersion n'est modifiée qu'aux bords de la zone de Brillouin. A l'intérieur des bandes de transmission, l'onde de Bloch est très peu différente de l'onde plane n^* qui était solution dans le milieu homogène. Par exemple, l'onde plane $n^* = 1$ transporte encore plus de 98% de l'énergie totale de l'onde de Bloch $I_{0.25}$, les 2% restants étant répartis parmi les autres ondes partielles. A l'approche du maximum de la première bande de transmission, une fraction de l'énergie de l'onde plane n^* est progressivement cédée à l'onde plane $n^* - 1$. Au bord de bande, l'énergie est également répartie entre les deux ondes planes contra-propagatives de vecteurs d'ondes $k = 0.5$ et $k = -0.5$. L'onde de Bloch $I_{0.5}$ est l'onde stationnaire formée par la combinaison antisymétrique de ces deux ondes planes. Une bande d'énergie interdite la sépare de l'onde de Bloch $II_{-0.5}$, combinaison symétrique de ces deux ondes planes. Cette situation est tout à fait comparable à celle d'un système quantique à 2 états pour lequel l'Hamiltonien s'écrirait [57]:

$$\begin{pmatrix} 0.25 \cdot \kappa_0 & -0.25 \cdot \kappa_1 \\ -0.25 \cdot \kappa_1 & 0.25 \cdot \kappa_0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

La seule différence concerne le signe du terme non diagonal qui est négatif ($\kappa_1 > 0$). Contrairement à la situation habituelle, c'est ici la combinaison antisymétrique qui a une

énergie plus faible que la combinaison symétrique. Notons enfin que l'équation 2.18 permet de comprendre intuitivement l'annulation de la vitesse de groupe des ondes de Bloch $I_{0.5}$ et $II_{-0.5}$. Dans les deux cas:

$$\mathbf{v}_g = 0.25 \left(\frac{2\omega}{K} - \frac{2\omega}{K} \right) \mathbf{e}_x = 0 \quad (2.20)$$

La décomposition des ondes de Bloch $I_{0.5}$ et $II_{-0.5}$ est dominée par les deux ondes planes $k = 0.5$ et $k = -0.5$ dont les contributions énergétiques sont égales. Comme ces deux ondes planes ont des vecteurs de Poynting opposés, leur contribution au vecteur de Poynting total de l'onde de Bloch s'annulent.

Augmentons encore l'amplitude de la modulation pour obtenir le cristal photonique fortement modulé (Fig. 2.4(b)). Les bandes interdites sont plus larges et l'énergie des ondes de Bloch se répartit désormais entre plusieurs ondes planes, même au milieu des bandes de transmission. Pourtant, l'onde plane n^* domine toujours la décomposition à l'intérieur des bandes. Par exemple, l'onde plane n^* transporte 70% de l'énergie de l'onde de Bloch $II_{-0.25}$ tandis que les ondes planes $n^* - 1$ et $n^* - 2$ correspondent à seulement 12% et 2%. Notons aussi que l'onde plane dominante n^* n'est pas nécessairement située dans la première zone de Brillouin. Elle est par exemple située dans la seconde zone de Brillouin pour les ondes de Bloch de la deuxième bande de transmission, dans la troisième zone de Brillouin pour celles de la troisième bande, et ainsi de suite.

L'étude de la transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique met en évidence certaines propriétés fondamentales des ondes de Bloch. A l'exception des bords de bandes, la décomposition en ondes planes d'une onde de Bloch est généralement dominée par une onde plane unique. Les propriétés physiques de l'onde de Bloch sont très proches de celle de l'onde plane dominante. En introduisant progressivement une modulation d'indice dans un milieu homogène, l'onde plane électromagnétique solution des équations de Maxwell dans le milieu homogène se transforme progressivement en onde de Bloch: son énergie est peu à peu transférée vers d'autres ondes planes auxquelles elle est couplée par la modulation. Mais l'onde plane originelle reste dominante et possède une forte influence sur les propriétés de l'onde de Bloch globale. Notons enfin que cette description intuitive doit être utilisée avec précaution dans les situations plus complexes (bandes d'ordre élevé et très forte modulation).

2.1.5 Indice(s) de phase d'une onde de Bloch?

L'*indice de phase* des ondes de Bloch dans les cristaux photoniques a suscité bien des débats suite à la parution d'un article de Dowling [58]. Dans cet article, l'indice de phase n_p est défini par la relation $n_p = |k|c/\omega$, où " k " est le vecteur d'onde k_0 de la première zone de Brillouin. Cette définition prédit des valeurs très faibles de l'indice de phase dans les cristaux photoniques (Fig. 2.5(a)). Notomi signala que cette définition donne des résultats erronés pour le milieu homogène considéré comme un cristal photonique de modulation nulle et conclut que la définition de Dowling n'avait pas de signification physique [12]. L'analyse de Fourier des ondes de Bloch permet de clarifier ces incohérences.

Une onde de Bloch se compose d'une série d'ondes planes de vecteurs d'ondes k_n qui possèdent chacune leur propre vitesse de phase $\mathbf{v}_n = \omega/k_n$. Pour cette raison, il est impossible d'attribuer une vitesse de phase unique à l'onde de Bloch globale. La définition de Dowling attribue pourtant à l'onde de Bloch la vitesse de phase $\mathbf{v}_0 = \omega/k_0$ de l'onde plane partielle située dans la première zone de Brillouin. Ce choix purement arbitraire ne tient pas compte

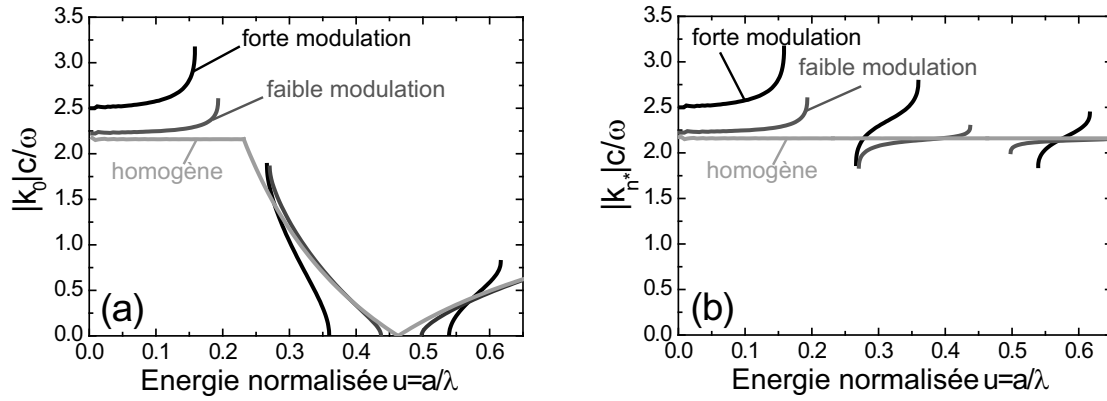


Figure 2.5: Indice de phase $|k|c/\omega$ des cristaux photoniques 1D étudiés en fonction de l'énergie. Les courbes gris clair, gris foncé et noire représentent respectivement le milieu homogène, le cristal photonique faiblement modulé et le cristal photonique fortement modulé. (a) Le vecteur d'onde " k " utilisé pour le calcul correspond au vecteur d'onde $k = k_0$ de l'onde plane située dans la première zone de Brillouin. Cette définition conduit à des valeurs erronées de l'indice de phase, notamment pour le milieu homogène. (b) Le vecteur d'onde " k " correspond ici au vecteur d'onde " k_{n*} " qui domine la décomposition de Fourier. [Phase index $|k|c/\omega$ versus energy for the investigated 1D-PhCs. The light gray, dark gray and black curves denote respectively the homogenous medium, the weakly modulated 1D-PhC and the strongly modulated 1D-PhC. (a) The wave vector " k " used in the calculation corresponds to the wave vector $k = k_0$ of the plane wave located in the first BZ. Using this definition, meaningless values are observed for the phase index in PhCs and the standard results for an homogenous medium are not recovered. (b) The wave vector " k " corresponds to the wave vector " k_{n*} " of the plane wave that dominates the Fourier decomposition of the Bloch wave.]

de l'importance de cette onde plane particulière pour l'onde de Bloch globale. Pour illustrer les conséquences de ce choix, considérons à nouveau l'exemple de l'onde de Bloch $\text{II}_{-0.25}$ dans le milieu homogène. Comme nous l'avons déjà remarqué, cette onde de Bloch représente en réalité l'onde plane électromagnétique de vecteur d'onde $k_{n*} = k_1 = 0.75$. Le vecteur d'onde $k_0 = -0.25$ n'a donc aucune signification pour cette onde. C'est pourtant lui qui est utilisé pour en calculer l'indice de phase avec la définition de Dowling. Pour cette raison, les valeurs très faibles de l'indice de phase obtenues avec cette définition n'ont aucune signification physique et résultent seulement d'une mauvaise interprétation des diagrammes de bandes.

En résumé, une onde de Bloch possède une multitude de vitesses de phase et aucun indice de phase unique ne peut physiquement lui être attribué. Mais il est intéressant de noter que l'indice de phase de l'onde plane dominante $|k_{n*}|c/\omega$ donne des résultats cohérents pour la transition du milieu homogène vers le cristal photonique (Fig. 2.5(b)). Dans un cristal photonique de modulation non nulle, cet indice caractérise seulement la vitesse des fronts d'onde dominants de l'onde de Bloch et n'a pas d'autre intérêt physique.

2.2 Propagation d'une onde de Bloch dans un cristal photonique bidimensionnel

Cette partie généralise les résultats précédents au cas des cristaux photoniques 2D. Nous étudions le cristal photonique 2D formé d'un réseau de cylindres diélectriques de permittivité ε_2 plongés dans un milieu diélectrique de permittivité ε_1 . Les milieux sont supposés non

magnétiques: leur perméabilité magnétique correspond à celle du vide égale à μ_0 . Le réseau est généré par les vecteurs élémentaires \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 . La section des cylindres est arbitraire mais identique pour tous les cylindres. Enfin, l'axe (Oz) est choisi parallèle à l'axe des cylindres.

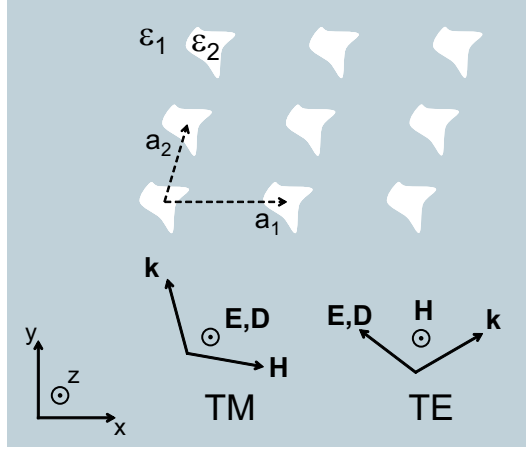


Figure 2.6: Vue de dessus du cristal photonique 2D formé d'un réseau de cylindres diélectriques de permittivité ε_2 plongés dans un milieu diélectrique de permittivité ε_1 . Les vecteurs élémentaires du réseau sont \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 et la forme de la section des cylindres est arbitraire. Nous étudions la propagation des ondes de Bloch de polarisation TM ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$) et TE ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$) dans le plan (Oxy) perpendiculaire à l'axe des cylindres.

[Top view of the investigated 2D photonic crystal. A 2D lattice of dielectric cylinders with permittivity ε_2 is embedded in a dielectric medium with permittivity ε_1 . The section of the cylinder has an arbitrary shape. The elementary lattice vectors are \mathbf{a}_1 and \mathbf{a}_2 . We consider TM-polarized ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$) and TE-polarized ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{e}_z$) Bloch waves propagating in the xy-plane perpendicular to the cylinders.]

2.2.1 Equations de Maxwell dans les cristaux photoniques 2D

2.2.1.1 Equations de Maxwell dans l'espace réel

Nous étudions la propagation des ondes de Bloch électromagnétiques dans le plan (Oxy) du cristal photonique 2D de la figure 2.6. Ces ondes sont caractérisées par leur vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0)$.

Le champ magnétique des ondes de Bloch de polarisation TE est parallèle à l'axe (Oz) tandis que leur champ électrique et leur induction électrique sont perpendiculaires à l'axe (Oz):

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}} = (0, 0, H_{z\mathbf{k}}), \mathbf{E}_{\mathbf{k}} = (E_{x\mathbf{k}}, E_{y\mathbf{k}}, 0) \text{ and } \mathbf{D}_{\mathbf{k}} = (D_{x\mathbf{k}}, D_{y\mathbf{k}}, 0) \quad (2.21)$$

Le champ magnétique des ondes de Bloch de polarisation TM est perpendiculaire à l'axe (Oz) tandis que leur champ électrique et leur induction électrique sont parallèles à l'axe (Oz):

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}} = (H_{x\mathbf{k}}, H_{y\mathbf{k}}, 0), \mathbf{E}_{\mathbf{k}} = (0, 0, E_{z\mathbf{k}}) \text{ and } \mathbf{D}_{\mathbf{k}} = (0, 0, D_{z\mathbf{k}}) \quad (2.22)$$

Dans l'espace réel, les composantes des champs sont reliées par les équations de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_{\mathbf{k}} = 0 \quad (2.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}_{\mathbf{k}} = 0 \quad (2.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_{\mathbf{k}} = -i\omega \mathbf{D}_{\mathbf{k}} \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_{\mathbf{k}} = i\omega \mu_0 \mathbf{H}_{\mathbf{k}} \quad (2.26)$$

et par la relation constitutive:

$$\mathbf{D}_{\mathbf{k}} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}_{\mathbf{k}}, \quad (2.27)$$

où la permittivité $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ est une fonction scalaire périodique sur le réseau bidimensionnel.

2.2.1.2 Décomposition des champs

Le théorème de Bloch [17] permet d'écrire chaque champ $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ ($\mathbf{A} = \mathbf{H}, \mathbf{E}$ or \mathbf{D}) sous forme d'une onde de Bloch:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathcal{A}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}), \quad (2.28)$$

où $\mathbf{k} \in [-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}] \times [-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}]$ est le vecteur d'onde et $\mathcal{A}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ une fonction vectorielle périodique du réseau 2D. Le réseau réciproque est décrit par la série de vecteurs réciproques $\mathbf{G}_{n,m} = n\mathbf{G}_1 + m\mathbf{G}_2$, où $\mathbf{G}_1 = 2\pi(\mathbf{a}_2 \times \mathbf{e}_z)/S$ et $\mathbf{G}_2 = 2\pi(\mathbf{e}_z \times \mathbf{a}_1)/S$ avec $S = \mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{e}_z)$. La périodicité de $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ permet le développement en série de Fourier suivant:

$$\mathbf{A}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} \mathcal{A}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}_{n,m}) \cdot \mathbf{r}} \quad (2.29)$$

où les vecteurs $\mathcal{A}_{n,m}(\mathbf{k})$ sont les composantes de Fourier de la fonction vectorielle $\mathcal{A}_{\mathbf{k}}$.

La composante de Fourier $\mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k})$ du champ magnétique peut se mettre sous la forme $\mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k}) = H_0 \mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$, où H_0 est l'amplitude du champ magnétique total et $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$ un vecteur sans dimension. Les vecteurs $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$ vérifient alors la relation de normalisation:

$$\sum_{n,m} |\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})|^2 = 1 \quad (2.30)$$

Afin de ne manipuler que des quantités sans dimension et de simplifier les prochains calculs, les composantes de Fourier $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k})$ peuvent se mettre sous la forme $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k}) = \mu_0 c H_0 \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k}) = (H_0/c) \mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k})$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k})$ sont des vecteurs sans dimension.

Finalement, les champs magnétique, électrique et d'induction électrique s'écrivent respectivement:

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} \mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} = \sum_{n,m} H_0 \mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.31)$$

$$\mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} \mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} = \sum_{n,m} \mu_0 c H_0 \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.32)$$

$$\mathbf{D}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} \mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} = \sum_{n,m} \frac{H_0}{c} \mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}}, \quad (2.33)$$

où $\mathbf{k}_{n,m} = \mathbf{k} + \mathbf{G}_{n,m}$.

Les équations 2.31-2.33 sont valables pour les polarisations TE et TM et se distinguent seulement par l'orientation des vecteurs $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$, $\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k})$.

2.2.1.3 Equations de Maxwell dans l'espace réciproque

En insérant les équations 2.31-2.33 dans les équations de Maxwell 2.23-2.26 et la relation constitutive 2.27, nous obtenons le système d'équations suivant pour les composantes de Fourier des différents champs de l'onde de Bloch:

$$\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) = 0 \quad (2.34)$$

$$\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) = 0 \quad (2.35)$$

$$\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) = -\frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) \quad (2.36)$$

$$\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) \quad (2.37)$$

$$\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) = \sum_{n',m'} \kappa_{n-n',m-m'} \mathbf{d}_{n',m'}(\mathbf{k}), \quad (2.38)$$

où les $\kappa_{n,m}$ sont les coefficients de Fourier de la fonction $1/\varepsilon(\mathbf{r})$ qui est périodique sur le réseau bidimensionnel: $1/\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{n,m} \kappa_{n,m} e^{i\mathbf{G}_{n,m} \cdot \mathbf{r}}$.

Solution pour la polarisation TM Dans ce cas, nous avons $\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) = e_{n,m}(\mathbf{k})_z \mathbf{e}_z$ et $\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) = d_{n,m}(\mathbf{k})_z \mathbf{e}_z$. En insérant les équations 2.36 et 2.37 dans l'équation 2.38, les coefficients $e_{n,m}(\mathbf{k})_z$ vérifient l'équation suivante:

$$\sum_{n',m'} \kappa_{n-n',m-m'} |\mathbf{k}_{n,m}| |\mathbf{k}_{n',m'}| \frac{e_{n',m'}(\mathbf{k})_z}{|\mathbf{k}_{n,m}|} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{e_{n,m}(\mathbf{k})_z}{|\mathbf{k}_{n,m}|} \quad (2.39)$$

Pour un entier naturel N fixé, la forme tronquée de l'équation 2.39 avec $|n|, |m| \leq N$ est l'équation aux valeurs propres utilisée pour calculer les courbes de dispersion en polarisation TM avec la technique du décomposition en ondes planes [33]. Les vecteurs propres donnent les coefficients $e_{n,m}(\mathbf{k})_z/|\mathbf{k}_{n,m}|$ à partir desquels les vecteurs $\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k})$ sont facilement déduits. Les vecteurs $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k})$ sont ensuite calculés à l'aide des équations 2.36 et 2.37.

Solution pour la polarisation TE Dans ce cas, nous avons $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) = h_{n,m}(\mathbf{k})_z \mathbf{e}_z$. En insérant les équations 2.36 et 2.38 dans l'équation 2.37, les coefficients $h_{n,m}(\mathbf{k})_z$ vérifient l'équation suivante:

$$\sum_{n',m'} \kappa_{n-n',m-m'} (\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{k}_{n',m'}) h_{n',m'}(\mathbf{k})_z = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{n,m}(\mathbf{k})_z \quad (2.40)$$

Comme pour la polarisation TM, la forme tronquée de l'équation 2.40 avec $|n|, |m| \leq N$ est une équation aux valeurs propres dont les vecteurs propres donnent les vecteurs $\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})$. Les vecteurs $\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k})$ sont ensuite calculés à l'aide des équations 2.36 et 2.38.

2.2.2 Analyse de Fourier d'une onde de Bloch 2D

2.2.2.1 Propriétés des ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$

Ce paragraphe étudie l'onde électromagnétique $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ construite artificiellement avec les champs magnétique, électrique et d'induction électrique de la $(n, m)^{\text{ème}}$ composante de Fourier de l'onde de Bloch globale. Cette onde est caractérisée par le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$, le champ magnétique $\mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} = H_0 \mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}}$, le champ électrique $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} =$

$\mu_0 c H_0 \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}}$ et l'induction électrique $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}} = (H_0/c) \mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{r}}$. Les positions respectives de ces vecteurs dépendent de la polarisation (Fig. 2.7).

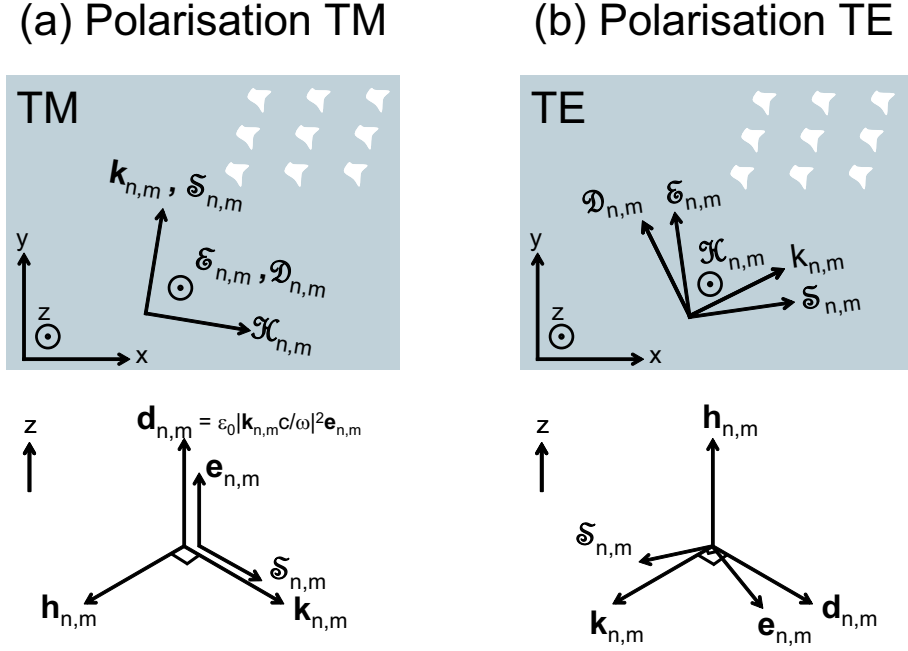


Figure 2.7: Représentation graphique de l'onde électromagnétique $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ caractérisée par le champ magnétique $\mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k})$, le champ électrique $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k})$ et l'induction électrique $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k})$: (a) polarisation TM, (b) polarisation TE.

[Graphical representation of the electromagnetic wave $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ with magnetic field $\mathcal{H}_{n,m}(\mathbf{k})$, electric field $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k})$ and displacement field $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k})$: (a) TM polarization, (b) TE polarization.]

Nous allons comparer l'onde $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ avec l'onde plane électromagnétique de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$. Les équations 2.34-2.37 montrent d'abord que l'onde $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ vérifie bien les équations de Maxwell (2.23-2.26). Il reste à étudier la relation constitutive qui relie $\mathcal{E}_{n,m}(\mathbf{k})$ et $\mathcal{D}_{n,m}(\mathbf{k})$. La situation est différente pour les polarisations TM et TE que nous devons étudier séparément:

Polarisation TM

A l'aide des équations 2.36-2.37, et de la relation $\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) = 0$ qui est spécifique à la polarisation TM, il vient:

$$\mathbf{d}_{n,m}(\mathbf{k}) = -\frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \left(\frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) \right) = \left| \frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \right|^2 \mathbf{e}_{n,m}(\mathbf{k}) \quad (2.41)$$

En polarisation TM, l'onde $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ se comporte donc comme une onde plane électromagnétique d'énergie ω et de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$ qui se propage dans un milieu homogène de permittivité $\varepsilon_0 |\mathbf{k}_{n,m}c/\omega|^2$. Mais il faut souligner que l'équation 2.38 relie les différentes $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ entre elles et impose leurs amplitudes relatives sous sa forme équivalente 2.39. Les ondes $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ existent seulement comme composantes de l'onde de Bloch totale et ne peuvent donc pas être qualifiées d'ondes planes électromagnétiques. Pour cette raison, nous les appellerons dans la suite *ondes planes électromagnétiques partielles*.

Polarisation TE

Contrairement à la polarisation TE, les vecteurs $\mathbf{d}_{n,m(\mathbf{k})}$ des différentes ondes $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ ne sont plus parallèles. Ils appartiennent au plan (Oxy) dans lequel l'équation 2.38 devient une équation vectorielle (voir Fig. 2.7(b)). La compatibilité de l'équation 2.38 avec les équations de Maxwell conduit à l'équation 2.40 et impose les amplitudes relatives des ondes $\mathcal{F}_{n',m'(\mathbf{k})}$, et par conséquent les vecteurs $\mathbf{e}_{n',m'(\mathbf{k})}$ (voir paragraphe 2.2.1.3).

En polarisation TE, les vecteurs $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})}$ et $\mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}$ de l'onde partielle $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ ne sont plus nécessairement parallèles. Un phénomène analogue se produit dans les matériaux anisotropes pour lesquels la permittivité ε est un tenseur. Ici, le champ électrique $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})}$ n'est pas relié au champ d'induction électrique $\mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}$ par un opérateur hermitien, mais résulte d'une combinaison linéaire des champs d'induction électrique des différentes ondes $\mathcal{F}_{n',m'(\mathbf{k})}$ (voir Eq. 2.38).

En désignant par $\mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})\parallel}$ et $\mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})\perp}$ les composantes parallèles et perpendiculaires de $\mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})}$ selon la direction de $\mathbf{k}_{n,m}$, nous pouvons étudier l'onde électromagnétique $\tilde{\mathcal{F}}_{n,m(\mathbf{k})}$ construite arbitrairement avec les composantes de Fourier $\mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})}$, $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})\perp}$ et $\mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}$ des champs magnétique, électrique orthogonal et d'induction électrique. Il vient naturellement:

$$\mathbf{d}_{n,m(\mathbf{k})} = -\frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \left(\frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \times \mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})} \right) = \left| \frac{\mathbf{k}_{n,m}c}{\omega} \right|^2 \mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})\perp} \quad (2.42)$$

L'onde $\tilde{\mathcal{F}}_{n,m(\mathbf{k})}$ se comporte donc comme l'onde plane électromagnétique de polarisation TE qui se propage avec l'énergie ω et le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$ dans un milieu homogène de permittivité $\varepsilon_0|\mathbf{k}_{n,m}c/\omega|^2$. Elle vérifie les équations de Maxwell et ne diffère de $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ que par son champ électrique qui possède une composante supplémentaire dans la direction de $\mathbf{k}_{n,m}$. L'influence de cette composante supplémentaire sera discutée plus tard.

Comme pour la polarisation TM, les ondes $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ existent seulement comme composantes de l'onde de Bloch globale. Nous les appellerons donc aussi *ondes planes électromagnétiques partielles*.

2.2.2.2 Énergie et vitesse de groupe d'une onde de Bloch 2D

Densité d'énergie moyenne

L'égalité de Parseval-Plancherel permet de calculer la moyenne dans l'espace et le temps de la densité d'énergie magnétique $\langle \mathbb{E}_{magn.(\mathbf{k})} \rangle_{t,s}$ et de la densité d'énergie électrique $\langle \mathbb{E}_{elec.(\mathbf{k})} \rangle_{t,s}$ de l'onde de Bloch globale:

$$\begin{aligned}
\langle \mathbb{E}_{\text{magn.}(\mathbf{k})} \rangle_{t,s} &= \left\langle \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*}{2} \right\rangle_s = \sum_{n,m} \frac{1}{4} \mu_0 \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})} \cdot \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})}^* \\
&= \sum_{n,m} \frac{1}{4} \mu_0 |\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 H_0^2
\end{aligned} \tag{2.43}$$

$$\begin{aligned}
\langle \mathbb{E}_{\text{elec.}(\mathbf{k})} \rangle_{t,s} &= \left\langle \frac{1}{2} \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^*}{2} \right\rangle_s = \sum_{n,m} \frac{1}{4} \mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})} \cdot \mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}^* \\
&= \sum_n \frac{1}{4} \mu_0 H_0^2 \mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})} \cdot (\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}^* \times \frac{\mathbf{k}_{n,m}^C}{\omega}) \\
&= \sum_n \frac{1}{4} \mu_0 |\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 H_0^2 = \langle \mathbb{E}_{\text{magn.}(\mathbf{k})} \rangle_{t,s}
\end{aligned} \tag{2.44}$$

La densité d'énergie moyenne totale $\langle \mathbb{E}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s}$ de l'onde de Bloch s'écrit donc:

$$\langle \mathbb{E}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s} = \sum_{n,m} \frac{1}{2} \mu_0 \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})} \cdot \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})}^* = \sum_{n,m} \mathbb{E}_{n,m(\mathbf{k})} \tag{2.45}$$

Bien sûr, l'expression ci-dessus est égale à $\frac{1}{2} \mu_0 H_0^2$. Comme dans le cas 1D, cette forme montre que la densité d'énergie de l'onde de Bloch globale peut être décomposée en densités d'énergie partielles $\mathbb{E}_{n,m(\mathbf{k})} = \frac{1}{2} \mu_0 |\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 H_0^2$ qui correspondent aux densités d'énergie moyennes des ondes planes électromagnétiques partielles $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ étudiées précédemment. Ce résultat important est valable pour les polarisations TE et TM et souligne le rôle particulier des coefficients $|\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2$ qui donnent la contribution énergétique relative de chaque onde $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$.

Vecteur de Poynting moyen

L'égalité de Parseval-Plancherel permet aussi de calculer la moyenne dans l'espace et le temps du vecteur de Poynting $\langle \mathbf{S}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s}$:

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{S}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s} &= \left\langle \Re e \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2} \right) \right\rangle_s = \sum_{n,m} \Re e \left(\frac{1}{2} \mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})} \times \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})}^* \right) \\
&= \sum_{n,m} \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}
\end{aligned} \tag{2.46}$$

Le vecteur de Poynting partiel $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})} = \Re e \left(\frac{1}{2} \mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})} \times \mathcal{H}_{n,m(\mathbf{k})}^* \right)$ correspond aussi au vecteur de Poynting de l'onde plane électromagnétique *partielle* $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ (voir Fig. 2.7).

Polarisation TM A l'aide de l'équation 2.36 et de la relation $\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})} = 0$ qui est spécifique à la polarisation TM, le vecteur de Poynting partiel $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}$ s'écrit:

$$\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})} = \mathbb{E}_{n,m(\mathbf{k})} \frac{\omega}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{k}_{n,m} \tag{2.47}$$

Polarisation TE En distinguant comme au paragraphe 2.2.2.1 les composantes parallèle et perpendiculaire de $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})}$, $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}$ s'écrit:

$$\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})} = \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\parallel} + \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\perp}, \quad (2.48)$$

$$\text{avec } \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\parallel} = \mathbb{E}_{n,m(\mathbf{k})} \frac{\omega}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{k}_{n,m} \quad (2.49)$$

$$\text{et } \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\perp} = \Re e \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})\parallel} \right) \mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}^* \right] \quad (2.50)$$

Le vecteur de Poynting partiel $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}$ possède donc une composante supplémentaire $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\perp}$ dans la direction de $\mathcal{D}_{n,m(\mathbf{k})}$ à cause de la composante supplémentaire $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})\parallel}$ de $\mathcal{E}_{n,m(\mathbf{k})}$ dans la direction de $\mathbf{k}_{n,m}$.

Enfin, il faut souligner que même si $\mathbf{k}_{n,m}$ et $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}$ ne sont pas parallèles, le produit scalaire $\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})} = \frac{1}{2} \mu_0 |\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 H_0^2 \omega$ est toujours positif. Ce résultat montre que toutes les ondes électromagnétiques partielles $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ se propagent dans des matériaux standards *droits*. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 2.3.1.

Vitesse de groupe de l'onde de Bloch globale

Dans les milieux périodiques sans pertes, la vitesse de groupe \mathbf{v}_g d'une onde de Bloch est égale à la vitesse de propagation du flux d'énergie \mathbf{v}_e [56]:

$$\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_e = \frac{\langle \mathbf{S}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s}}{\langle \mathbb{E}_{\mathbf{k}} \rangle_{t,s}} = \frac{\sum_{n,m} \mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})}}{\frac{1}{2} \mu_0 H_0^2} \quad (2.51)$$

Quelques manipulations algébriques permettent d'obtenir les expressions analytiques suivantes de la vitesse de groupe \mathbf{v}_g des ondes de Bloch en fonction de la polarisation:

Polarisation TM

$$\mathbf{v}_g = \sum_{n,m} |\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 \frac{\omega}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{k}_{n,m} \quad (2.52)$$

Polarisation TE

$$\mathbf{v}_g = \sum_{n,m} \left(|\mathbf{h}_{n,m(\mathbf{k})}|^2 \frac{\omega}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{k}_{n,m} + \Re e \left(- \frac{\omega \mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{e}_{n,m(\mathbf{k})}}{|\mathbf{k}_{n,m}|^2} \mathbf{d}_{n,m}^* \right) \right) \quad (2.53)$$

Comme dans le cas 1D, nous ne pouvons pas attribuer à chaque onde partielle $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ une vitesse de groupe partielle qui donnerait sa contribution à la vitesse de groupe totale de l'onde de Bloch. En effet, les ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m(\mathbf{k})}$ ne peuvent pas être associées individuellement à une relation de dispersion, et donc leurs vitesses de groupe respectives ne peuvent pas être définies. Seule la vitesse de groupe de l'onde de Bloch globale existe et elle ne dépend pas du vecteur d'onde choisi parmi les $\mathbf{k}_{n,m} = \mathbf{k} + \mathbf{G}_{n,m}$:

$$\overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}_{n,m}}(\omega) = \overrightarrow{\text{grad}}_{\mathbf{k}}(\omega) + 0 = \mathbf{v}_g$$

2.2.2.3 Bilan de l'analyse de Fourier

L'analyse de Fourier d'une onde de Bloch dans un cristal photonique 2D montre qu'elle peut se décomposer en une série d'ondes planes électromagnétiques partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$. La contribution de chaque onde $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ à l'énergie et au vecteur de Poynting de l'onde de Bloch globale s'exprime analytiquement en fonction des coefficients de Fourier du champ magnétique de l'onde de Bloch. Ces résultats sont valables pour tous les types de cristaux photoniques 2D, notamment les réseaux carré et triangulaires de cylindres et de trous.

2.2.3 Représentation graphique d'une onde de Bloch 2D

Cette partie illustre les résultats théoriques précédents à travers l'exemple d'un cristal photonique 2D formé d'un réseau carré de trous d'air gravés dans un matériau diélectrique (Fig. 2.8). La période du réseau est a et le rayon des trous est r . Le facteur de remplissage $f = \pi r^2/a^2$ est égal à 50% et les permittivités valent $\varepsilon_1 = 11$ et $\varepsilon_2 = 1$. Les diagrammes de bandes ont été calculés avec la méthode de décomposition en ondes planes pour les polarisations TM et TE et sont représentés dans la figure 2.8.

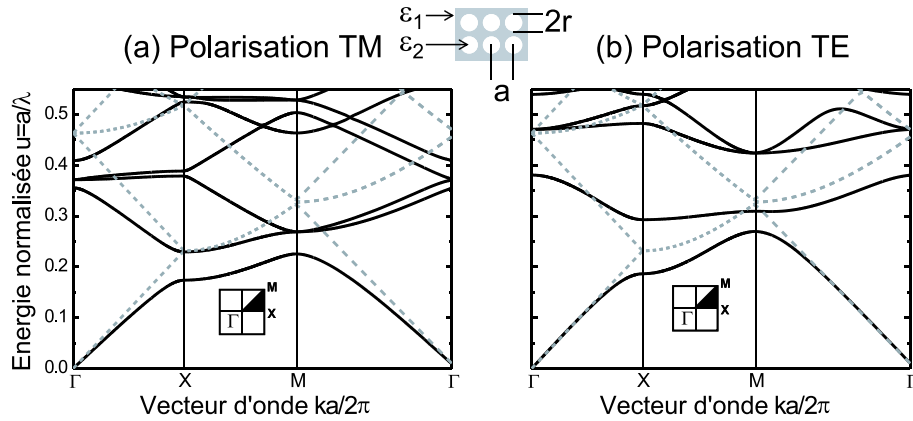


Figure 2.8: Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D (Réseau carré de trous gravés dans un diélectrique, $\varepsilon_1 = 1$ et $\varepsilon_2 = 11$, $f = 50\%$, courbe noire) et d'un milieu homogène considéré comme un cristal photonique 2D de modulation nulle ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 4.67$, courbe grise en pointillés). Pour faciliter les comparaisons, tous deux possèdent le même indice de réfraction moyen $\langle n \rangle = 2.16$. Les points de haute symétrie Γ , M and X du réseau carré sont indiqués. (a) Polarisation TM (b) Polarisation TE.

[Photonic band diagrams of the investigated 2D-PhC ($\varepsilon_1 = 1$ and $\varepsilon_2 = 11$, $f = 50\%$, black curve) and of an homogenous medium considered as a PhC with zero modulation ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 4.67$, broken gray curve). For comparison, they both have the same average refractive index $\langle n \rangle = 2.16$. The three highly symmetric points Γ , M and X of the square lattice are indicated. The inset shows the 2D-PhC structure made of a square lattice of air holes embedded in a dielectric medium. (a) TM polarization (b) TE polarization.]

2.2.3.1 Représentation graphique des ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$

La figure 2.9 donne une représentation graphique possible de l'onde partielle $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ en considérant l'exemple particulier de $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$. Chaque onde $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ est représentée par un disque situé à $\mathbf{k}_{n,m} = \mathbf{k} + \mathbf{G}_{n,m}$: le niveau de gris du disque indique la contribution énergétique $|\mathbf{h}_{n,m}(\mathbf{k})|^2$ (noir $\rightarrow 1$, blanc $\rightarrow 0$). Au centre du disque, le vecteur $\mathcal{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ indique la contribution au vecteur de Poynting moyen de l'onde de Bloch global. Pour la polarisation TE, les

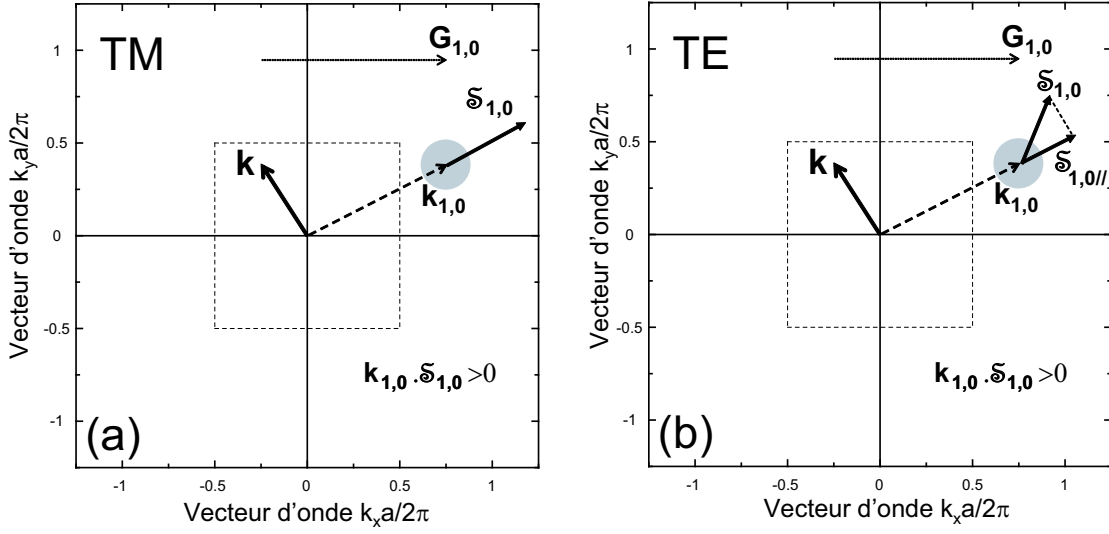


Figure 2.9: Représentation graphique dans l'espace réciproque de l'onde partielle $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$. Les traits pointillés indiquent la première zone de Brillouin. (a) Polarisation TM (b) Polarisation TE.

[Graphical representation of the partial electromagnetic plane wave $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ in the reciprocal space. The boundaries of the first Brillouin zone are represented by dashed lines. (a) TM polarization (b) TE polarization.]

vecteurs $\mathbf{k}_{n,m}$ et $\mathbf{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ ne sont pas nécessairement parallèles. Ils appartiennent en revanche au même demi-espace car le produit scalaire $\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ est toujours positif (voir paragraphe 2.2.2.2).

2.2.3.2 Etude d'un exemple

Ce paragraphe illustre la représentation graphique des ondes de Bloch avec l'exemple des ondes de Bloch TM et TE de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ qui se propagent dans la première bande de transmission du cristal photonique 2D décrit dans le figure 2.8. Les équations aux valeurs propres 2.39 et 2.40 ont été résolues pour ces deux ondes de Bloch avec $N = 10$. Les ondes partielles $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ associées sont représentées dans la figure 2.10 en utilisant la même représentation graphique que dans la figure 2.9. La somme vectorielle des $\mathbf{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ donne le vecteur de Poynting moyen de l'onde de Bloch qui pointe dans la même direction que la vitesse de groupe \mathbf{v}_g d'après l'équation 2.51. Notons enfin que dans cet exemple particulier, $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$, $\mathcal{F}_{-1,0}(\mathbf{k})$, $\mathcal{F}_{0,-1}(\mathbf{k})$, $\mathcal{F}_{-1,-1}(\mathbf{k})$ sont respectivement dans la première, la seconde, la troisième et la quatrième zone de Brillouin.

Dans cet exemple particulier, nous observons que la décomposition de Fourier est fortement dominée par l'onde plane partielle $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$ située dans la première zone de Brillouin ($|\mathbf{h}_{0,0}(\mathbf{k})|^2 > 0.92$). La contribution des autres ondes partielles étant négligeable, l'onde de Bloch globale est très semblable à l'onde partielle $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$. Par conséquent, sa vitesse de groupe \mathbf{v}_g est dirigée dans une direction très proche de celle du vecteur de Poynting partiel $\mathbf{S}_{0,0}(\mathbf{k})$ de $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$ (voir Eq. 2.51).

En polarisation TE, la composante supplémentaire $\mathbf{S}_{0,0}(\mathbf{k})_{\perp}$ est très petite et la direction de $\mathbf{S}_{0,0}(\mathbf{k})$ est donc très proche de celle de $\mathbf{k}_{0,0}$. Ce résultat semble général. Nous avons remarqué que la composante additionnelle $\mathbf{S}_{n,m}(\mathbf{k})_{\perp}$ des ondes partielles de contributions

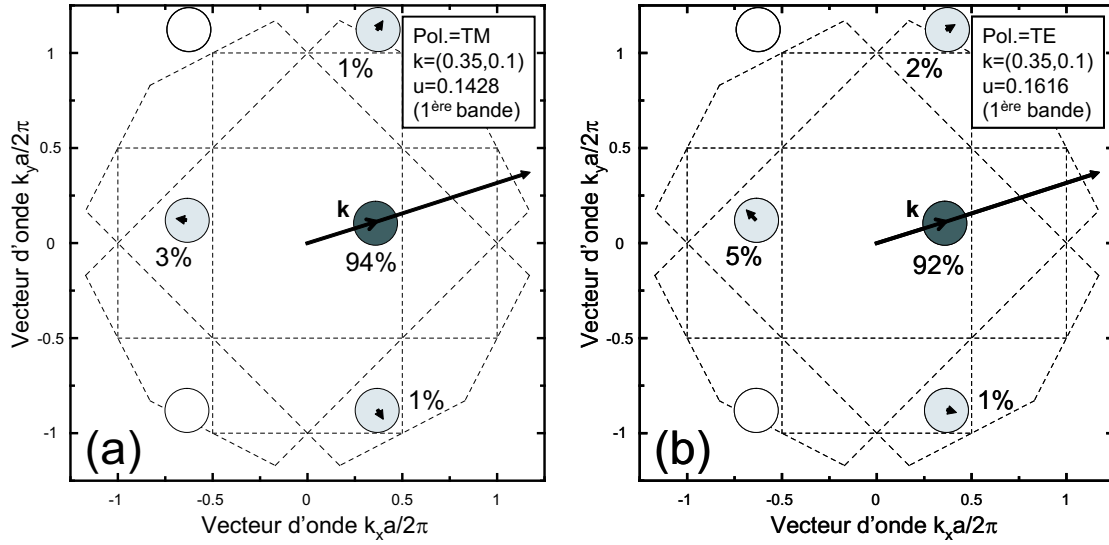


Figure 2.10: Représentation graphique dans l'espace réciproque de l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ qui se propage dans la première bande de transmission du cristal photonique 2D étudié (Paramètres: $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$ et $f = 50\%$): (a) Polarisation TE (b) Polarisation TM. Les traits pointillés indiquent les frontières des premières zones de Brillouin.

[Graphical representation of the (a) TM- and (b) TE-polarized Bloch waves with the wave vector $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ propagating in the 2D-PhC under study (Parameters: $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$ and $f = 50\%$). These Bloch waves are located in the first transmission band of the 2D-PhC under study. The Brillouin zone boundaries are represented by dashed lines.]

énergétiques fortes est généralement négligeable devant la composante parallèle $\mathcal{S}_{n,m(\mathbf{k})\parallel} = \mathbb{E}_{n,m(\mathbf{k})}\omega/|\mathbf{k}_{n,m}|^2\mathbf{k}_{n,m}$. Cette propriété a été vérifiée dans toutes les situations étudiées mais sa démonstration théorique et son domaine de validité doivent être étudiés.

Cet exemple montre que la décomposition de la vitesse de groupe est certes plus compliquée en polarisation TE mais donne des résultats quantitatifs semblables à ceux obtenus en polarisation TM. Ainsi, lorsque la décomposition de Fourier d'une onde de Bloch est fortement dominée par une onde partielle $\mathcal{F}_{n^*,m^*}(\mathbf{k})$, la direction de sa vitesse de groupe est très proche de celle du vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} .

2.2.4 Transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique

Cette partie étudie la transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique 2D et généralise les résultats du paragraphe 2.1.4.

Nous étudions d'abord l'onde de Bloch TM de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ qui se propage dans la deuxième bande de transmission du cristal photonique fortement modulé (Paramètres: $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$ and $f = 50\%$). Sa représentation graphique (Fig. 2.11(a)) montre que sa décomposition de Fourier est fortement dominée par l'onde partielle $\mathcal{F}_{-1,0}(\mathbf{k})$ située dans la seconde zone de Brillouin ($|\mathbf{h}_{-1,0}(\mathbf{k})|^2 = 0.78$). Comme dans le cas 1D, la contribution de l'onde partielle $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$ est négligeable ($|\mathbf{h}_{0,0}(\mathbf{k})|^2 < 0.01$): son influence sur les propriétés de l'onde de Bloch globale est donc aussi négligeable. C'est pourtant le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0}$ qui est généralement utilisé pour caractériser cette onde. Pour comprendre les conséquences de ce

choix arbitraire, réduisons continûment le contraste d'indice en gardant constant l'indice de réfraction moyen. Lorsque le contraste d'indice s'annule, nous obtenons un milieu homogène décrit comme un cristal photonique de modulation nulle. L'onde de Bloch TM de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ représente alors à l'onde plane électromagnétique de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{-1,0} = (-0.65, 0.3)$ (Fig. 2.11(b)): la contribution énergétique de l'onde partielle $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$ est donc nulle. Son vecteur d'onde $\mathbf{k}_{0,0} = (0.35, 0.1)$ est pourtant utilisé pour caractériser cette onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{-1,0} = (-0.65, 0.3)$.

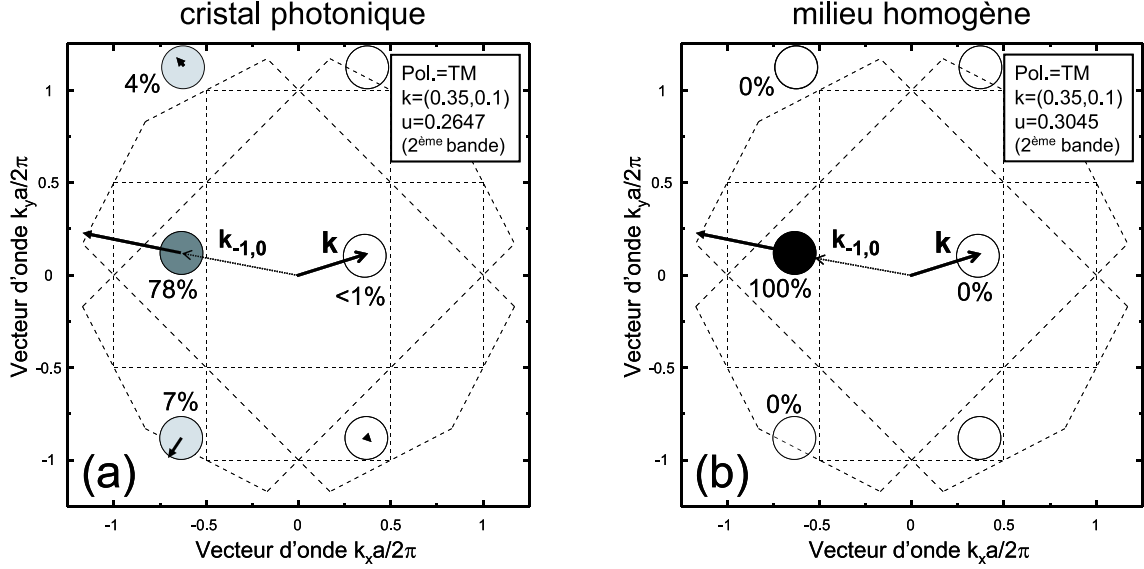


Figure 2.11: Représentation graphique de l'onde de Bloch TM de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ située dans la deuxième bande de transmission (a) du cristal photonique 2D fortement modulé étudié et (b) du milieu homogène de même indice moyen

[Graphical representation of the TM-polarized Bloch wave with the wave vector $\mathbf{k} = (0.35, 0.1)$ and located in the second transmission band of (a) the 2D-PhC under study and (b) the homogeneous medium with the same average index.]

Pour généraliser les résultats précédents, nous allons étudier la composition énergétique des ondes de Bloch de cristaux photoniques de contrastes d'indice croissants: un milieu homogène, un cristal photonique faiblement modulé et un cristal photonique fortement modulé. Leurs permittivités sont identiques à celles du cas 1D. Les trois cristaux photoniques étudiés possèdent le même facteur de remplissage $f = 50\%$ et le même indice moyen $\langle n \rangle = 2.16$. La figure 2.12 donne la composition énergétique des ondes de Bloch des trois premières bandes de transmission des cristaux photoniques étudiés. La représentation graphique utilisée est celle de la figure 2.11. Pour augmenter la lisibilité, les disques sont plus petits et se recouvrent, et les flèches qui indiquent les contributions au vecteur de Poynting moyen ne sont pas représentées.

Dans la figure 2.12(a), le milieu homogène est étudié comme un cristal photonique de contraste d'indice nul. Les ondes planes électromagnétiques solutions des équations de Maxwell sont réparties artificiellement sur les bandes de transmission en fonction de la position de leur vecteur d'onde \mathbf{k} . La première bande de transmission regroupe les ondes planes dont le vecteur d'onde est situé dans la première zone de Brillouin. La seconde bande regroupe celles dont le vecteur d'onde est situé dans la seconde zone de Brillouin et ainsi de suite. Cette classification arbitraire dépend du réseau choisi pour décrire le milieu homogène. Comme dans le cas 1D, chaque onde plane électromagnétique est représentée par un disque noir unique situé en \mathbf{k} .

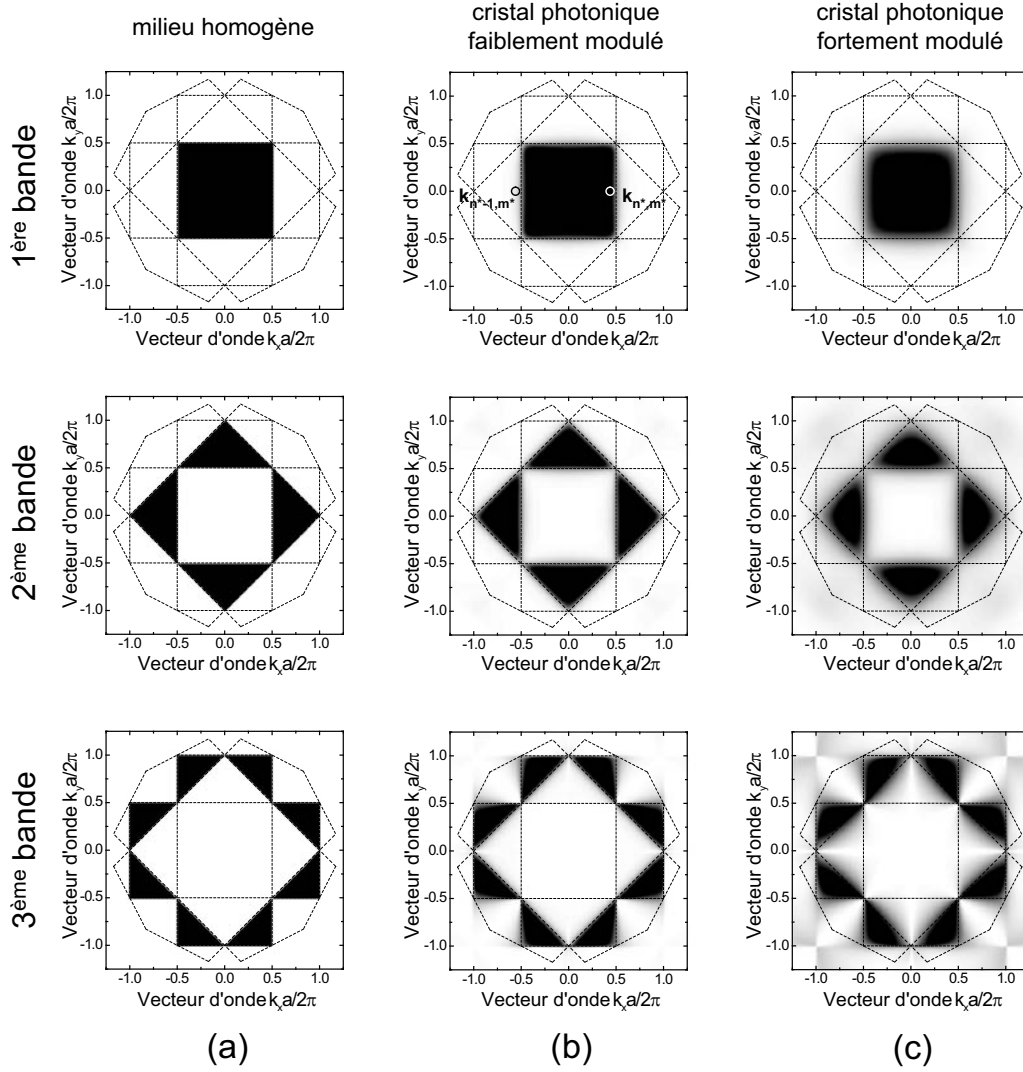


Figure 2.12: Composition énergétique des ondes de Bloch TM qui se propagent dans les trois premières bandes de transmission (a) du milieu homogène, (b) du cristal photonique faiblement modulé et (c) du cristal photonique fortement modulé. La représentation graphique utilisée est celle de la figure 2.9, mais les disques se recouvrent et les flèches qui indiquent les contributions à la vitesse de groupe ne sont pas représentées. Dans la première bande de transmission, l'onde partielle dominante est située dans la première zone de Brillouin pour la première bande. Dans la deuxième bande, elle est située dans la deuxième zone de Brillouin, et ainsi de suite.

[Energetic composition of the TM-polarized Bloch waves which propagate in the first three transmission bands of (a) the homogenous medium, (b) the weakly modulated 2D-PhC and (c) the strongly modulated 2D-PhC. Each Bloch wave is represented as described in Fig. 2.9: the circles of adjacent Bloch waves overlap and the contributions to \mathbf{v}_g are not indicated. We observe that the dominant plane wave is located in the first BZ for the first band, in the second BZ for the second band and so forth.]

Les représentations graphiques globales des première, seconde et troisième bande de transmission sont donc simplement les première, seconde et troisième zones de Brillouin peintes en noir.

Dans la figure 2.12(b), nous avons introduit une faible modulation dans le milieu homogène. A l'exception des bords de zones de Brillouin, la répartition énergétique est peu affectée et l'onde de Bloch solution des équations de Maxwell est peu différente de l'onde plane solution

dans la milieu homogène.

En bord de zone de Brillouin, la décomposition de Fourier est dominée par les deux ondes partielles situées dans les zones de Brillouin voisines. Par exemple, la décomposition de Fourier de l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0} = (0.47, 0)$ située dans la première bande de transmission est dominée par l'onde partielle de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n^*,m^*} = (0.47, 0)$ (Fig. 2.12(b)). Comme cette dernière est située à proximité de la seconde zone de Brillouin, une partie de l'énergie est aussi portée par l'onde partielle de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n^*-1,m^*} = (-0.53, 0)$ située dans la seconde zone de Brillouin.

L'étude du cristal photonique de fort contraste d'indice confirme enfin l'importance de l'onde plane dominante \mathbf{k}_{n^*,m^*} dans le cas 2D (Fig. 2.12(c)). A l'intérieur des bandes de transmission, cette onde partielle domine la décomposition de Fourier et transporte la plus grande partie de l'énergie de l'onde de Bloch globale.

L'étude de la transformation continue d'un milieu homogène en cristal photonique met en évidence des propriétés fondamentales des ondes de Bloch. Une onde de Bloch électromagnétique peut se décomposer en une série d'ondes planes électromagnétiques partielles. Chacune de ces ondes partielles contribue aux propriétés physiques de l'onde de Bloch globale. A l'intérieur des bandes de transmission, une onde partielle domine généralement la décomposition de Fourier et possède une influence dominante sur les propriétés physiques de l'onde de Bloch, notamment sa vitesse de groupe. Cette onde partielle dominante correspond à l'onde plane électromagnétique solution des équations de Maxwell dans un milieu homogène de même indice que l'indice moyen du cristal photonique. Il faut souligner qu'elle n'est pas nécessairement située dans la première zone de Brillouin. Elle est donc souvent négligée alors qu'elle permet une compréhension intuitive des propriétés fondamentales de l'onde de Bloch.

2.2.5 Surfaces iso-énergie

L'analyse des diagrammes iso-énergie est une méthode très répandue pour étudier la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 2D [11]. La surface iso-énergie d'énergie u représente toutes les ondes de Bloch d'énergie u solutions des équations de Maxwell dans le cristal photonique étudié. Traditionnellement, les ondes de Bloch sont représentées par le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0}$ de l'onde partielle de la première zone de Brillouin. La courbe iso-énergie d'énergie u est donc tracée dans la première zone de Brillouin. Chaque point de cette courbe représente une onde de Bloch d'énergie u et indique le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{0,0}$ de cette onde. La vitesse de groupe \mathbf{v}_g d'une onde de Bloch est donnée par le gradient de la courbe iso-énergie au point correspondant [11].

L'interprétation des courbes iso-énergie est délicate et peut facilement conduire à des erreurs. Pour clarifier l'utilisation de ces courbes, nous pouvons de nouveau étudier le milieu homogène comme un cristal photonique de modulation nulle. Les figures 2.13(a) et 2.13(b) représentent respectivement les courbes iso-énergie de la première et de la seconde bande de transmission. Dans la première bande, les courbes iso-énergie sont bien des cercles concentriques dont le rayon est proportionnel à l'énergie ($|k| = \langle n \rangle u$). En revanche, dans la seconde bande, les courbes iso-énergie n'ont pas leur forme habituelle: leur gradient pointe anormalement vers le centre de la première zone de Brillouin. Cette anomalie résulte de la classification des ondes de Bloch par le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{0,0}$ de la première zone de Brillouin.

Considérons l'onde plane électromagnétique d'énergie $u = 0.4$ qui se propage dans le milieu homogène dans la direction des x décroissants. Dans le diagramme replié, cette

onde est étudiée comme une onde de Bloch et donc caractérisée par le vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0} = (0.352, 0)$. Comme nous l'avons déjà expliqué, ce vecteur d'onde n'a aucune signification physique: l'unique vecteur d'onde de cette onde plane est le vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} situé dans la deuxième zone de Brillouin. Pour retrouver les cercles concentriques attendus pour la deuxième bande de transmission, il faut caractériser les ondes par le vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} de l'onde partielle qui domine leur décomposition de Fourier. Ainsi l'onde plane électromagnétique étudiée comme une onde de Bloch sera bien caractérisée par son (unique) vecteur d'onde.

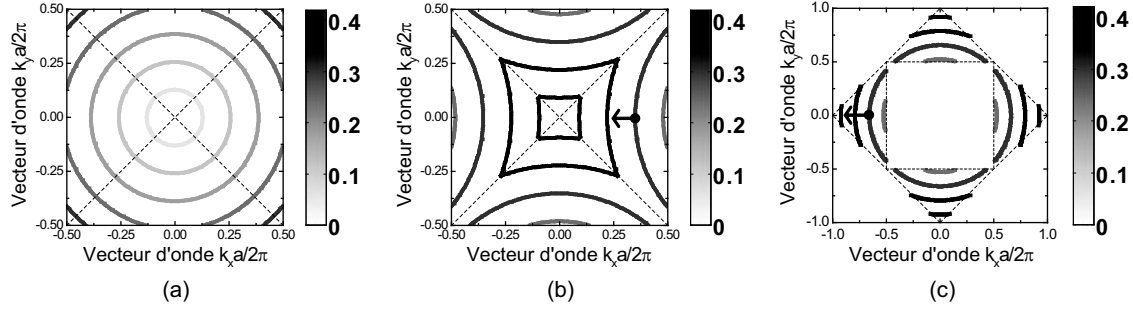


Figure 2.13: Courbes iso-énergie du milieu homogène repliées dans la première zone de Brillouin (a) Première bande ($u \in [0, 0.327]$) (b) Deuxième bande ($u \in [0.327, 0.463]$) (c) Courbes iso-énergie de la deuxième bande représentées dans la seconde zone de Brillouin: les ondes de Bloch sont représentées par le vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} de l'onde plane qui domine la décomposition de Fourier.

[Equi-Frequency Surface (EFS) plots of an homogenous medium. (a) shows the EFS of the first band ($u \in [0, 0.327]$) and (b) of the second band folded in the first BZ ($u \in [0.327, 0.463]$). (c) shows EFS of the second band in the second BZ. Here Bloch waves are characterized by the wave vector \mathbf{k}_{n^*,m^*} of their dominant Fourier component.]

Dans la figure 2.13(c), les courbes iso-énergie de la seconde bande de transmission du milieu homogène sont tracées en représentant chaque onde de Bloch par le vecteur d'onde de l'onde partielle qui domine sa décomposition de Fourier. Avec cette représentation, nous retrouvons bien les cercles concentriques qui caractérisent le milieu homogène. Notons que seule leur projection dans la deuxième zone de Brillouin est obtenue. Comme nous l'avons déjà vu, les bandes de transmission d'un milieu homogène décrit comme un cristal photonique de contraste d'indice nul n'ont aucune signification physique. Les ondes planes électromagnétiques dont le vecteur d'onde est situé dans la seconde zone de Brillouin sont affectées à la deuxième bande de transmission. Seules les ondes planes de la deuxième zone de Brillouin apparaissent dans la figure 2.13(c).

Dans la figure 2.14(a), nous avons tracé les courbes iso-énergie des quatres premières bandes de transmission du milieu homogène étudié comme un cristal photonique de modulation nulle. Chaque onde de Bloch est représentée par son vecteur d'onde dominant \mathbf{k}_{n^*,m^*} et nous retrouvons bien les cercles concentriques attendus. Les figures 2.14(b) et 2.14(c) représentent de la même manière les courbes iso-énergie des quatres premières bandes de transmission des cristaux photoniques faiblement et fortement modulés. Pour tracer la courbe iso-énergie d'énergie u , nous commençons par identifier les ondes de Bloch solutions des équations de Maxwell à cette énergie. Chacune d'elle est ensuite représentée par un point situé à la position du vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} de l'onde partielle qui domine sa décomposition de Fourier. Même pour les bandes de transmission d'ordre élevé et les fortes modulations où l'énergie de l'onde de Bloch est généralement distribuée entre plusieurs ondes partielles, il existe nécessairement

une onde partielle dont la contribution est supérieure à toutes les autres. Cette onde partielle dominante peut aussi être déterminée en diminuant le contraste d'indice tout en gardant constant l'indice moyen. Lorsque le milieu homogène est atteint, seule subsiste l'onde partielle dominante.

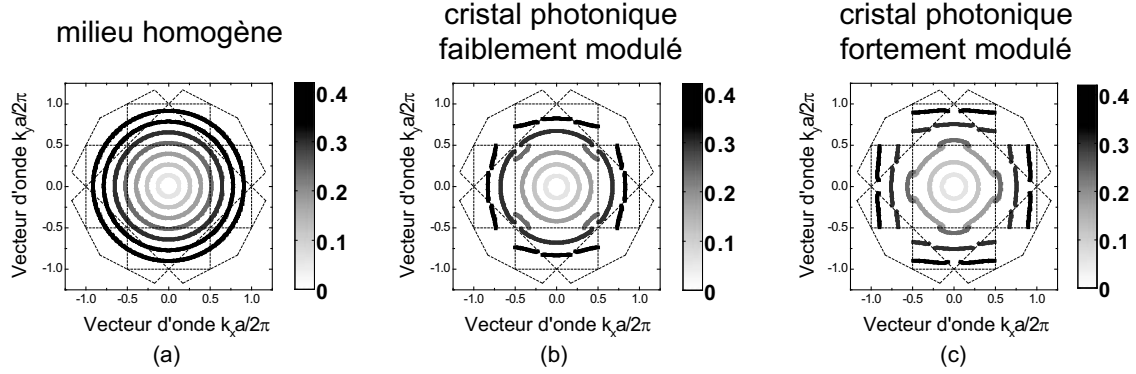


Figure 2.14: Surfaces iso-énergie globales des quatre premières bandes de transmission (a) du milieu homogène, (b) du cristal photonique faiblement modulé et (c) du cristal photonique fortement modulé. Les ondes de Bloch sont représentées par le vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} de l'onde partielle qui domine leur décomposition de Fourier.

[Global Equi-Frequency Surfaces plots of the first four bands of (a) the homogenous medium, (b) the weakly modulated 2D-PhC and (c) the strongly modulated 2D-PhC. Bloch waves are represented by the wave vector \mathbf{k}_{n^*,m^*} of their dominant Fourier component.]

La représentation originale des courbes iso-énergie proposée ci-dessus présente plusieurs avantages. Elle permet d'abord de représenter toutes les courbes iso-énergie sur un unique diagramme. Avec la représentation traditionnelle dans la première zone de Brillouin, chaque bande de transmission nécessite son propre diagramme. Ensuite, la représentation proposée permet de visualiser la transformation des cercles caractéristiques du milieu homogène sous l'effet d'une augmentation du contraste d'indice. Cette transformation est continue et toutes les courbes iso-énergie présentent un gradient dirigé vers l'extérieur contrairement à ce que laisse parfois supposer la représentation traditionnelle dans la première zone de Brillouin.

2.3 Propriétés originales de propagation de la lumière dans les cristaux photoniques

Cette partie applique l'analyse de Fourier des ondes de Bloch à l'étude des propriétés originales de propagation de la lumière dans les cristaux photoniques. Après avoir comparé les propriétés respectives des cristaux photoniques et des méta-matériaux *gauches*, nous analyserons les trois phénomènes originaux de propagation de la lumière observés dans les cristaux photoniques: réfraction négative, auto-collimation et super-dispersion.

2.3.1 Les cristaux photoniques sont-ils des métamatériaux gauches?

Les méta-matériaux gauches ont été étudiés pour la première fois en 1968 par Veselago qui les a définis comme des matériaux possédant une permittivité ε et une perméabilité magnétique μ simultanément négatives: $\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$ [59]. Dans ce travail originel, Veselago étudie la propagation d'une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde \mathbf{k} dans un tel matériau. À partir des équations de Maxwell, il montre que \mathbf{E} , \mathbf{H} et \mathbf{k} forment un trièdre de vecteurs

gauche alors que ce trièdre est *droit* dans les matériaux standards (Fig. 2.15). Par conséquent, le vecteur d'onde \mathbf{k} et le vecteur de Poynting moyen $\langle \mathbf{S} \rangle = \Re \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*}{2} \right)$ pointent dans des directions opposées. Dans les méta-matériaux *gauches*, la vitesse de phase est donc opposée à la vitesse de propagation de l'énergie. Cette propriété se traduit généralement par la relation:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g < 0, \quad (2.54)$$

où \mathbf{k} est vecteur d'onde et \mathbf{v}_g la vitesse de groupe de l'onde plane électromagnétique qui coïncide avec la vitesse de propagation de l'énergie dans les milieux sans pertes. Veselago étudie ensuite les conséquences de cette propriété qui conduit à des phénomènes originaux comme la réfraction négative ou l'effet Doppler inversé.

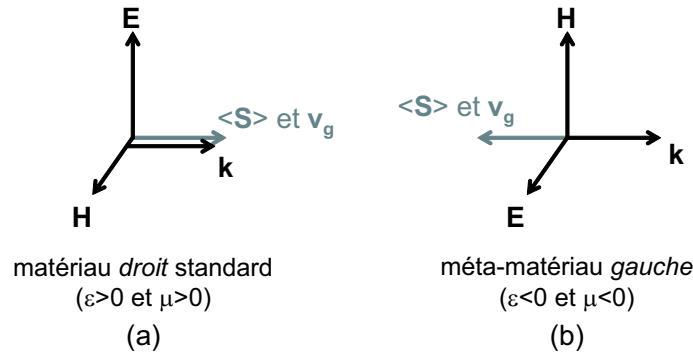


Figure 2.15: Vecteur d'onde \mathbf{k} , champ magnétique \mathbf{H} , champ électrique \mathbf{E} et vecteur de Poynting moyen $\langle \mathbf{S} \rangle$ d'une onde plane électromagnétique qui se propage dans (a) un matériau standard *droit* et (b) un méta-matériau *gauche*.

[Wave vector \mathbf{k} , magnetic field \mathbf{H} , electric field \mathbf{E} and time-space average Poynting vector $\langle \mathbf{S} \rangle$ of an electromagnetic plane wave which propagates in (a) a standard right-handed material and (b) a left-handed material.]

Les applications potentielles des propriétés originales des métamatériaux *gauche* ont suscité un vif intérêt au sein de la communauté scientifique [60]. Mais aujourd'hui encore l'existence de tels matériaux dans le monde réel reste une question ouverte [61,62]. Ce débat sort du cadre de cette thèse et nous donnerons seulement notre opinion au sujet des cristaux photoniques.

Notre argumentation s'appuie sur l'exemple du cristal photonique fortement modulé étudié dans la partie 2.2. Les courbes iso-énergie de la deuxième bande de transmission sont tracées dans la figure 2.16(a) avec la représentation traditionnelle dans la première zone de Brillouin. Nous étudions l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ et d'énergie $u = 0.271$. Sa vitesse de groupe \mathbf{v}_g est égale au gradient de la courbe iso-énergie au point $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$. Étonnement, le produit scalaire $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g$ est négatif. Il existe donc des plages d'énergie où les cristaux photoniques semblent posséder cette propriété spécifique aux méta-matériaux *gauches* (Eq. 2.54). Cette argumentation a souvent été utilisée pour expliquer les phénomènes de réfraction négative observés expérimentalement dans les cristaux photoniques. *Les cristaux photoniques sont-ils vraiment des méta-matériaux gauches?*

La relation $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g < 0$ signifie que la vitesse de phase est opposée à la vitesse de groupe. Pour vérifier cette propriété dans les cristaux photoniques, il faut donc attribuer un vecteur d'onde \mathbf{k} unique à l'onde de Bloch. Nous avons montré qu'une onde de Bloch possède une infinité de vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$, alors lequel doit-on choisir?

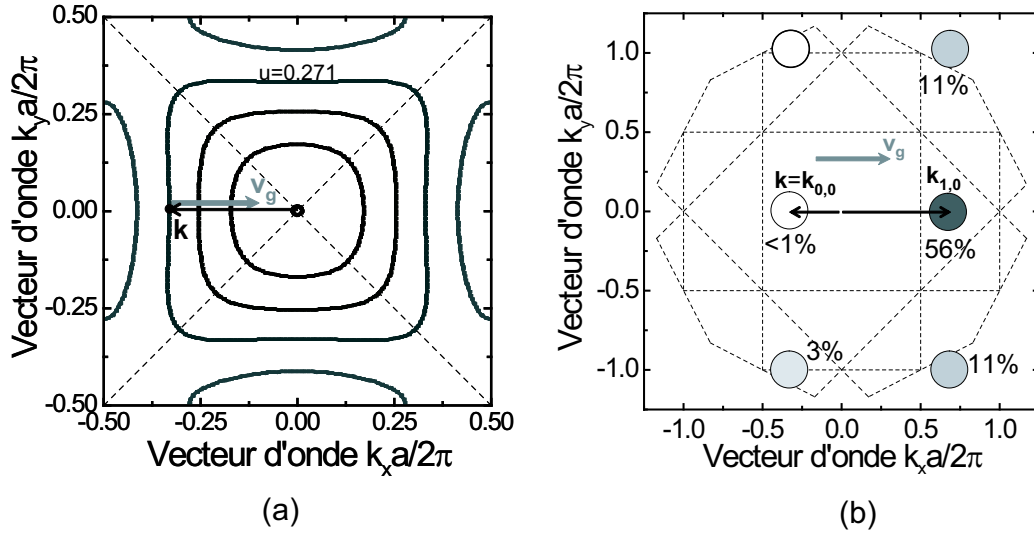


Figure 2.16: (a) Courbes iso-énergie de la deuxième bande de transmission d'un cristal photonique 2D fortement modulé (Paramètres: réseau carré, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$ et $f = 50\%$). La vitesse de groupe \mathbf{v}_g de l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ et d'énergie $u = 0.271$ est indiquée. (b) Décomposition de Fourier de l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ et d'énergie $u = 0.271$.

[Equi-frequency surfaces of the second transmission band of a 2D photonic crystal with high index contrast (Parameter: square lattice, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 11$ and $f = 50\%$). The groupe velocity \mathbf{v}_g of the Bloch wave with the wave vector $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ and the energy $u = 0.271$ in indicated. (b) Fourier decomposition of the Bloch wave with the wave vector $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ and the energy $u = 0.271$]

La figure 2.16(b) donne la décomposition de Fourier de l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = (-0.32, 0)$ étudiée dans la figure 2.16(a). Le produit scalaire $\mathbf{k}_{0,0} \cdot \mathbf{v}_g$ est certes négatif, mais l'onde partielle associée $\mathcal{F}_{0,0}(\mathbf{k})$ transporte moins de 1% de l'énergie de l'onde de Bloch globale. En revanche, le produit scalaire $\mathbf{k}_{1,0} \cdot \mathbf{v}_g$ est cette fois positif pour l'onde partielle dominante $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$. Le signe du produit scalaire " \mathbf{k} " \cdot \mathbf{v}_g dépend donc du vecteur d'onde " \mathbf{k} " choisi pour caractériser l'onde de l'onde de Bloch. Le signe négatif du produit scalaire $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g$ n'est donc pas un argument correct pour qualifier les cristaux photoniques de *métamatériaux gauches*.

La relation $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g < 0$ n'est de toute façon qu'une propriété nécessaire, mais non suffisante à la présence d'un méta-matériau *gauche*. Elle est obtenue à partir des équations de Maxwell pour une onde plane électromagnétique sous l'hypothèse d'un méta-matériau gauche ($\varepsilon < 0$ et $\mu < 0$) [59]. Ces derniers sont définis par une permittivité ε et une perméabilité magnétique μ simultanément négatives et seule cette propriété prouve le caractère *gauche* d'un matériau.

Il est aussi intéressant de remarquer que chaque onde partielle $\mathcal{F}_{n,m}(\mathbf{k})$ se comporte individuellement comme si elle se propageait dans un matériau standard *droit*. Son vecteur d'onde $\mathbf{k}_{n,m}$ et son vecteur de Poynting $\mathcal{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ ne sont pas parallèles, mais le produit scalaire $\mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathcal{S}_{n,m}(\mathbf{k})$ est toujours positif (voir paragraphe 2.2.2.2). Cette propriété est un argument supplémentaire contre le caractère *gauche* des cristaux photoniques. Pourtant, des phénomènes physiques propres aux méta-matériaux *gauches* ont été observés expérimentalement dans les cristaux photoniques. Les paragraphes suivants vont clarifier les mécanismes à l'origine de ces observations.

2.3.2 Etude de la réfraction à l'aide des courbes iso-énergie

Les courbes iso-énergie peuvent être utilisées pour étudier la réfraction de la lumière à l'interface entre deux milieux. Nous étudions ici la réfraction d'une onde plane depuis l'air d'indice $n_1 = 1$ vers un matériau diélectrique d'indice n_2 (Fig. 2.17(a)). La loi de Snell-Descartes permet de calculer la direction du faisceau transmis θ_t en fonction de celle du faisceau incident θ_i :

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad (2.55)$$

Ce problème peut aussi être résolu graphiquement à l'aide des courbes iso-énergie. Dans un milieu homogène, les courbes iso-énergie sont des cercles dont le rayon est proportionnel à l'indice de réfraction du milieu et à la fréquence de l'onde: $|\mathbf{k}| = n\omega/c$. Les figures 2.17(b) et 2.17(c) représentent respectivement les courbes iso-énergie de l'air et du matériau diélectrique à l'énergie de l'onde plane incidente. L'analyse graphique repose sur la conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde incident \mathbf{k}_i le long de l'interface. Dans chaque milieu, l'onde incidente est susceptible d'exciter toute onde de même énergie et de même vecteur d'onde parallèle. Cette double condition est vérifiée graphiquement à chaque intersection entre la ligne de conservation du k_{\parallel} et la courbe iso-énergie d'énergie ω .

Dans le matériau diélectrique, le point A donne le vecteur d'onde \mathbf{k}_t de l'onde transmise. Le point B vérifie aussi les deux conditions mais l'onde correspondante n'est pas excitée car elle se propage en direction de l'air. Enfin, le point C donne le vecteur d'onde \mathbf{k}_r de l'onde réfléchie dans l'air. Les vitesses de groupe \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_t et \mathbf{v}_r des ondes incidente, transmise et réfléchie sont respectivement données par les gradients des courbes iso-énergie en \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_t et \mathbf{k}_r .

2.3.3 Réfraction négative

Dans certaines conditions, une onde plane injectée dans un cristal photonique peut être réfractée dans son demi-plan d'incidence [7,10,63]. La figure 2.18(a) montre une simulation FDTD de ce phénomène de *réfraction négative* (D'après Notomi *et al.* [12]). Pour expliquer ce dernier avec la loi de Snell-Descartes, il faudrait attribuer un indice de réfraction négatif au cristal photonique. Mais comme la relation $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g < 0$ (voir paragraphe 2.3.1), la loi de Snell-Descartes impose de caractériser les ondes étudiées par un vecteur d'onde unique et ne peut s'appliquer en l'état aux ondes de Bloch. Cette partie applique l'analyse de Fourier à l'étude de la réfraction négative des ondes de Bloch.

La réfraction de la lumière entre deux milieux est généralement étudiée en décrivant les propriétés des faisceaux transmis et réfléchis en fonction des propriétés du faisceau incident. Dans notre situation, l'analyse est plus simple et plus intuitive en posant le problème différemment: Quelle(s) onde(s) plane(s) incidente(s) se réfracte(nt) sous forme d'une onde de Bloch donnée d'un cristal photonique?

Nous étudions l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0} = (-0.42, -0.24)$ située dans la deuxième bande de transmission du cristal photonique fortement modulé étudié dans la partie 2.2. La figure 2.18(d) donne sa décomposition de Fourier. Comme attendu, l'onde partielle dominante $\mathcal{F}_{n*,m*}(\mathbf{k})$ est l'onde partielle $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ de vecteur d'onde $\mathbf{k}_{1,0} = (0.58, -0.24)$ située dans la deuxième zone de Brillouin.

Pour exciter l'onde de Bloch étudiée, une onde plane incidente doit posséder la même énergie: elle appartient donc nécessairement à la courbe iso-énergie correspondante dans le

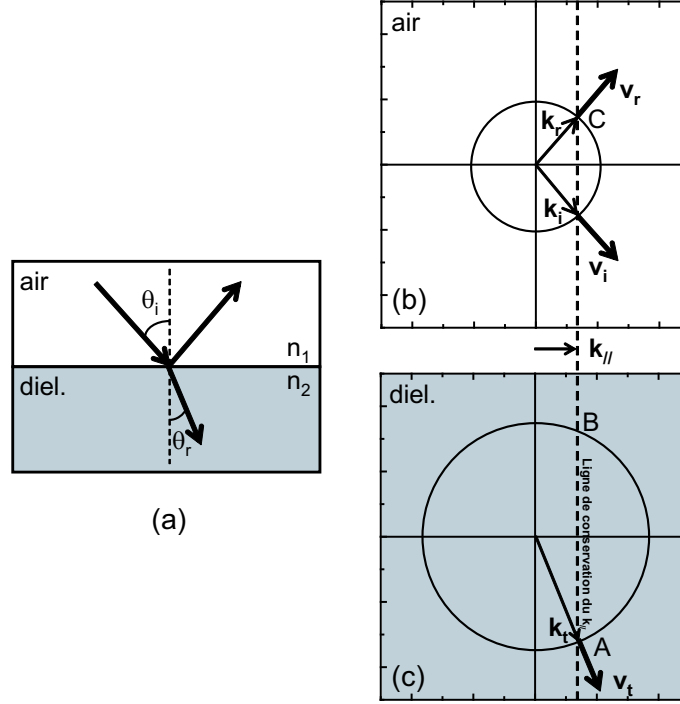


Figure 2.17: Utilisation des courbes iso-énergie pour l'étude de la réfraction d'une onde plane à l'interface entre l'air et un matériau diélectrique: (a) Représentation schématisée des vitesses de groupe \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_t et \mathbf{v}_r des ondes incidentes, transmises et réfléchies (b) Courbe iso-énergie dans l'air (c) Courbe iso-énergie dans le diélectrique. Les points d'intersection A et C de la ligne de conservation du $k_{||}$ avec les courbes iso-énergie du diélectrique et de l'air donnent les vecteurs d'onde des ondes transmises et réfléchies.

[Use of equi-frequency surfaces to study the refraction of a plane wave from air into a dielectric material: (a) Schematic representation of the group velocities \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_t et \mathbf{v}_r of the incident, transmitted and reflected waves. (b) Equi-frequency surface in air (c) Equi-frequency surface in the dielectric. The intersection of the $k_{||}$ -conservation line with the EFS (Point A) gives the wave vector \mathbf{k}_t of the transmitted plane wave and point C gives the wave vector \mathbf{k}_r of the reflected plane wave.]

milieu homogène (cercle de la figure 2.18(c)). Ensuite, la composante parallèle du vecteur d'onde selon l'axe de l'interface (Ox) doit être conservée. La projection des vecteurs $\mathbf{k}_{n,m}$ sur cet axe donne la série de composantes parallèles suivantes:

$$k_{||n,m} = \mathbf{k}_{n,m} \cdot \mathbf{e}_x = \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x + m2\pi/a \quad (2.56)$$

La généralisation de la loi de conservation du $k_{||}$ impose la conservation toutes ces composantes le long de l'interface. Un *peigne* de conservation du $k_{||}$ remplace donc la ligne de conservation du $k_{||}$ dans la figure 2.18. La projection du vecteur d'onde incident sur l'interface doit nécessairement correspondre à l'une de ces composantes parallèles. La conservation des autres composantes est assurée par les ondes diffractées vers l'arrière. Les composantes qui croisent le cercle de la figure 2.18(c) sont conservées avec des ondes planes réfléchies comme \mathbf{k}_{r1} et \mathbf{k}_{r2} , les autres avec des ondes évanescentes comme \mathbf{k}_{r3} dont la composante orthogonale est imaginaire.

D'après la théorie de la diffraction, toute onde plane incidente dont la composante parallèle du vecteur d'onde est égale à l'un des $k_{||n,m}$ est diffractée par la structure périodique et peut exciter l'onde de Bloch dans le cristal photonique. Deux ondes planes incidentes vérifient cette

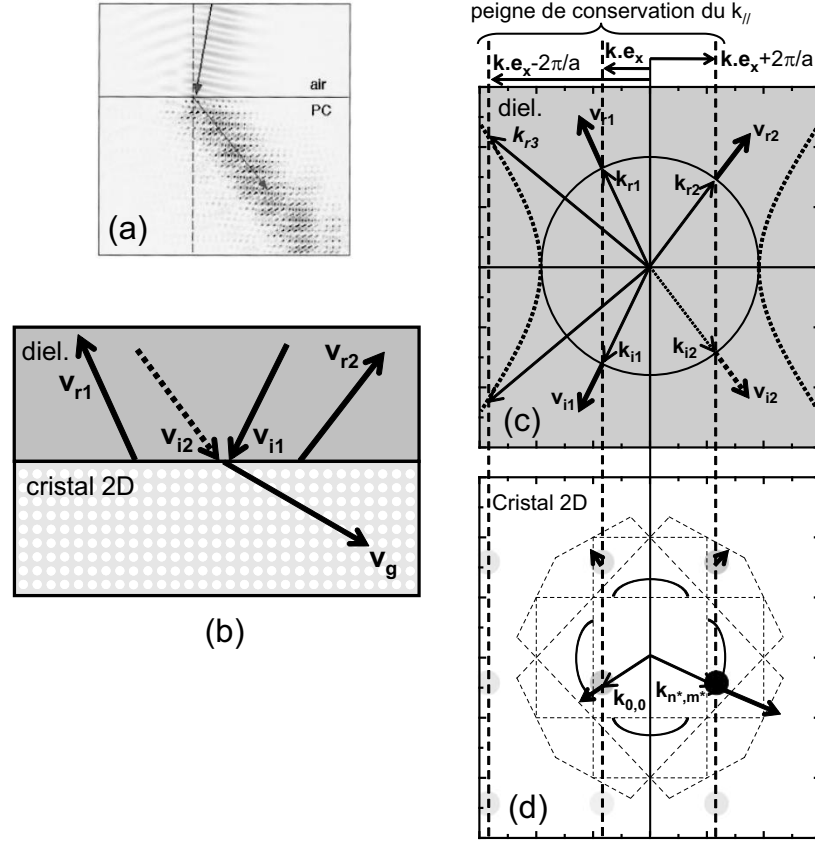


Figure 2.18: Etude de la réfraction négative d'une onde plane d'énergie ω à l'interface entre un matériau diélectrique et un cristal photonique carré. (a) Simulation FDTD du phénomène de réfraction négative. On recherche les ondes planes incidentes capables de se coupler à l'onde de Bloch de vecteur d'onde $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0} = (-0.42, -0.24)$ dont la décomposition de Fourier est représentée dans la figure (d). Ici, la ligne de conservation du $k_{||}$ utilisée dans la figure 2.17 doit être remplacée par un peigne de conservation des $k_{||}$. La solution standard est obtenue par conservation de la composante parallèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x$ et correspond à l'onde plane incidente de vecteur d'onde \mathbf{k}_{i1} dans la figure (c). A l'aide de la composante parallèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x + 2\pi/a$, l'onde plane incidente de vecteur d'onde \mathbf{k}_{i1} peut aussi exciter l'onde de Bloch étudiée. Dans les deux cas, les ondes planes de vecteurs d'onde \mathbf{k}_{r1} et \mathbf{k}_{r2} sont réfléchies. Les autres composantes $k_{||}$ sont conservées par des ondes évanescentes de composantes orthogonales k_{\perp} imaginaires comme \mathbf{k}_{r3} . Les courbes iso-énergie de ces dernières sont représentées dans la figure (a) par des courbes pointillées pour lesquelles l'axe (Oy) est imaginaire. (a) Représentation schématisée des vitesses de groupe \mathbf{v}_i , \mathbf{v}_t et \mathbf{v}_r des divers ondes incidentes, transmises et réfléchies considérées. Le phénomène de réfraction négative est observé pour l'onde \mathbf{k}_{i1} contrairement à l'onde \mathbf{k}_{i2} .

[A description of light refraction from a dielectric material into a 2D-PhC using EFS analysis. (a) FDTD simulation of the negative refraction phenomenon. We search for the incident plane waves which can excite a Bloch wave in the second band with the wave vector $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{0,0} = (-0.42, -0.24)$. The graphical representation of the Fourier decomposition of this Bloch wave is represented in (d). Here, the $k_{||}$ -conservation line used in Fig. 2.17 must be replaced by a $k_{||}$ -conservation comb. The standard solution is obtained by the conservation of the $k_{||}$ component $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x$ and corresponds to the plane wave with the wave vector \mathbf{k}_{i1} in (a). Using the $k_{||}$ component $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x + 2\pi/a$, the incident plane wave with the wave vector \mathbf{k}_{i1} can also excite the Bloch wave. In both cases there are back reflected plane waves characterized by the wave vectors \mathbf{k}_{r1} and \mathbf{k}_{r2} . The other $k_{||}$ components, e.g. $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x - 2\pi/a$, are conserved by evanescent waves with imaginary k_{\perp} components, e.g. \mathbf{k}_{r3} . The EFS for such waves are indicated in (c) by dashed curves for which the y-axis has imaginary units. (a) A summary of the propagation directions of the incident, transmitted and reflected waves. We observe that the incident plane wave \mathbf{k}_{i1} is negatively refracted unlike \mathbf{k}_{i2} .]

condition dans l'exemple étudié. La première correspond à l'onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_{i1} qui excite l'onde de Bloch à travers la composante parallèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x$. Mais l'onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_{i1} peut aussi l'exciter en utilisant la composante parallèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x + 2\pi/a$. Ce second canal d'excitation n'est pas prédit par l'analyse standard des courbes iso-énergie dans la première zone de Brillouin qui ne considère que la conservation de la composante parallèle $\mathbf{k}_{0,0} \cdot \mathbf{e}_x$.

Les résultats précédents permettent de comprendre qualitativement le phénomène de réfraction négative dans les cristaux photoniques. Lorsque l'onde plane incidente atteint l'interface, le réseau périodique de trous agit comme un réseau de diffraction et diffracte la lumière vers l'avant (réfraction) et vers l'arrière (réflexion). Le phénomène de diffraction atteint, après une période transitoire, un état stationnaire qui correspond à l'onde de Bloch [45]. Celle-ci se compose des multiples ondes planes issues de la diffraction de l'onde incidente par le cristal photonique. La réfraction de la lumière dans les cristaux photoniques doit donc être comprise comme un phénomène de diffraction.

En résumé, l'onde de Bloch étudiée dans la figure 2.18 appartient à la seconde bande de transmission et son onde plane partielle dominante $\mathcal{F}_{n^*,m^*}(\mathbf{k})$ est située dans la seconde zone de Brillouin. La direction de sa vitesse de groupe est donc proche de celle du vecteur d'onde \mathbf{k}_{n^*,m^*} (voir partie 2.2). Pour l'onde plane incidente \mathbf{k}_{i2} , les projections de \mathbf{v}_{i2} et \mathbf{v}_g pointent dans la même direction et nous obtenons une réfraction positive standard. En revanche l'onde plane incidente \mathbf{k}_{i1} donne lieu à une réfraction négative car \mathbf{v}_{i1} et \mathbf{v}_g pointent dans des directions opposées. Bien que les contributions énergétiques des vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{n,0}$ soient faibles, ils créent un canal d'excitation de l'onde de Bloch par l'intermédiaire de la composante parallèle $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x$. Cette composante parallèle est utilisée par l'onde incidente \mathbf{k}_{i1} pour exciter l'onde de Bloch globale dont la direction de propagation est principalement dirigée dans la direction du vecteur d'onde dominant \mathbf{k}_{n^*,m^*} .

En conclusion, à l'interface entre un milieu homogène et un cristal photonique, une onde de Bloch possède plusieurs composantes k_{\parallel} qui fournissent chacune un canal d'excitation possible. Le phénomène de réfraction négative se produit lorsque la composante k_{\parallel} utilisée pour l'excitation et celle du vecteur d'onde dominant sont différentes et dirigées dans des directions opposées.

2.3.4 Auto-collimation

Le phénomène d'auto-collimation [10,15,51,52] sera étudié en détail au chapitre VI. Ce paragraphe en donne brièvement le principe et le présente sous l'angle de l'analyse de Fourier des ondes de Bloch.

Le phénomène d'auto-collimation est illustré dans la figure 2.19(a). Sous certaines conditions, la direction de propagation de l'onde de Bloch transmise est toujours perpendiculaire à l'interface quel que soit l'angle d'incidence. L'analyse des courbes iso-énergie du milieu homogène et du cristal photonique permet d'expliquer ce phénomène (Figs. 2.19(b) et 2.19(c)). A l'énergie considérée, la forme de la courbe iso-énergie du cristal photonique est proche d'un carré. Sur chaque côté de ce carré, le rayon de courbure est infini et les vitesses de groupe pointent dans la même direction. Ainsi, les ondes planes incidentes de vecteurs d'onde \mathbf{k}_{in} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) excitent les ondes de Bloch de vecteurs d'onde \mathbf{k}_{tn} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) dont les vitesses de groupe \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) sont toutes parallèles et orthogonales à l'interface.

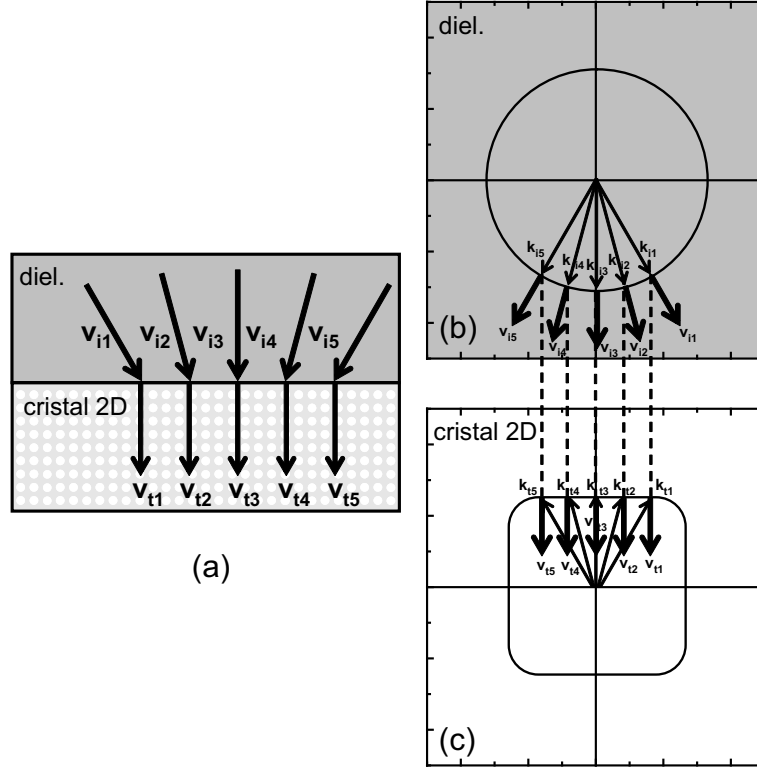


Figure 2.19: (a) Phénomène d'auto-collimation: quel que soit l'angle d'incidence, l'onde de Bloch est transmise dans la direction perpendiculaire à l'interface. (b,c) Etude du phénomène d'auto-collimation à l'aide des surfaces iso-énergie. Les vitesses de groupe \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) des ondes de Bloch transmises pointent toutes dans la direction perpendiculaire à l'interface car le rayon de courbure de la surface iso-énergie est infini aux points considérés.

[(a) Schematic representation of the auto-collimation phenomenon: whatever the incident angle the Bloch wave is transmitted in the direction perpendicular to the interface. (b,c) Study of the auto-collimation phenomenon using equi-frequency surfaces analysis. All the group velocities \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$) of the transmitted Bloch waves point in the direction perpendicular to the interface because the curvature radius of the equi-frequency surface is infinite.]

L'effet d'auto-collimation se produit donc dans les régions de l'espace réciproque où le rayon de courbure des surfaces iso-énergie devient infini. Dans ces régions, toutes les vitesses de groupe pointent dans une direction commune. L'analyse de Fourier des ondes de Bloch associées permet de comprendre l'origine de ce phénomène.

La figure 2.20 donne la décomposition de Fourier des ondes de Bloch transmises de vecteurs d'onde \mathbf{k}_{tn} ($n = 1, 2, 3, 4, 5$). Pour simplifier les figures, les ondes partielles de contributions énergétiques négligeables ne sont pas toutes représentées et seules les contributions significatives $\mathcal{S}_{n,m}$ au vecteur de Poynting sont indiquées. Les cinq ondes de Bloch étudiées appartiennent à la seconde bande de transmission et leur décomposition de Fourier est dominée par l'onde partielle $\mathcal{F}_{0,-1}(\mathbf{k})$ située dans la seconde zone de Brillouin. Leur vitesse de groupe est donc principalement dirigée dans la direction du vecteur $\mathcal{S}_{0,-1}$. L'autre contribution énergétique importante est celle de l'onde partielle située dans la troisième zone de Brillouin. Il s'agit de $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ pour les ondes de Bloch 1 et 2 et de $\mathcal{F}_{-1,0}(\mathbf{k})$ pour les ondes de Bloch 4 et 5. Pour l'onde de Bloch 3, les contributions énergétiques de $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ et $\mathcal{F}_{-1,0}(\mathbf{k})$ sont égales. Dans tous les cas, la contribution de l'onde *vice-dominante* compense la déviation de $\mathcal{S}_{0,-1}$

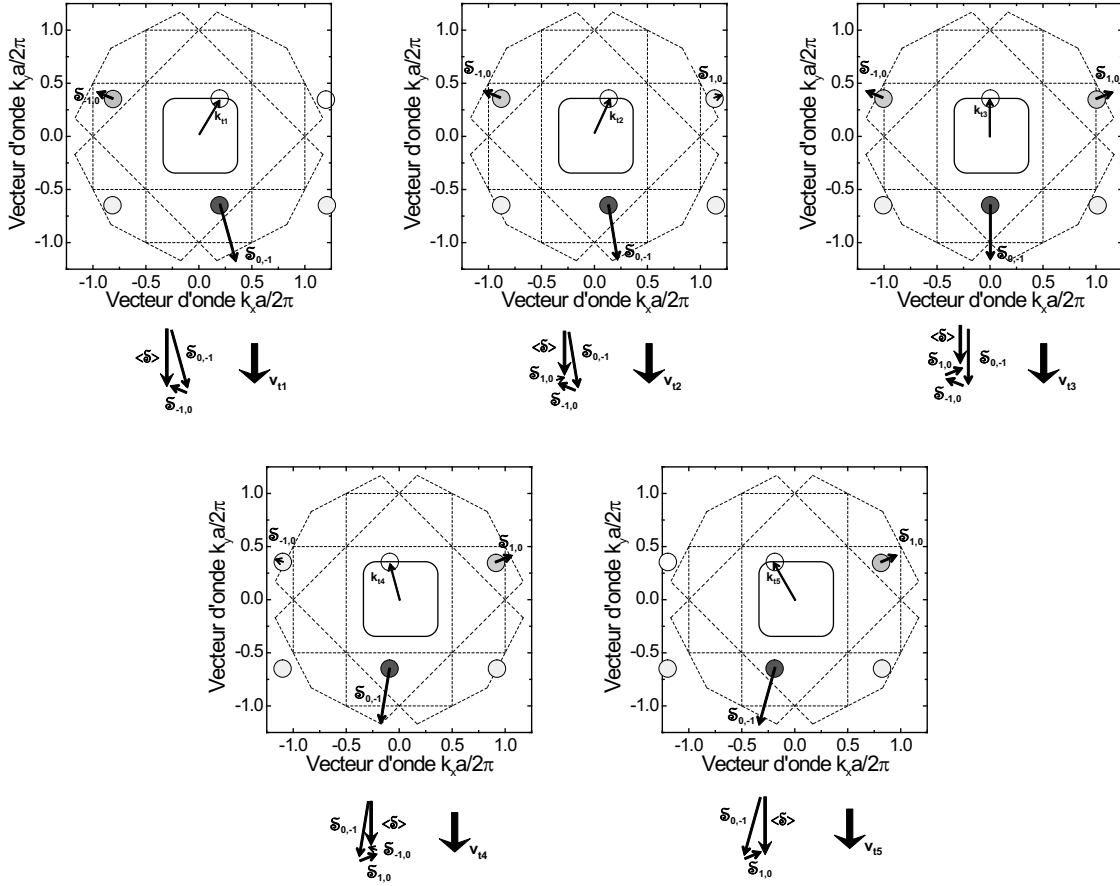


Figure 2.20: Décomposition de Fourier des ondes de Bloch étudiées dans la figure 2.19. Les contributions significatives $S_{n,m}$ au vecteur de Poynting moyen sont indiquées.

[Fourier decomposition of the Bloch waves that are studied in figure 2.19. The main contributions $S_{n,m}$ to the average Poynting vector are indicated.]

par rapport à la normale à l'interface. La vitesse de groupe \mathbf{v}_g qui pointe dans la direction de la somme vectorielle des $S_{n,m}$ est donc toujours normale à l'interface pour les ondes de Bloch étudiées.

En résumé, le phénomène d'auto-collimation se produit dans les zones où les variations de la contribution au vecteur de Poynting de l'onde partielle dominante sont compensées par la contribution de l'onde partielle *vice-dominante*.

2.3.5 Super-dispersion

Dans certaines conditions, la direction de propagation d'une onde de Bloch transmise dans un cristal photonique peut varier fortement sous l'effet d'une faible variation de la direction ou de l'énergie de l'onde incidente [14,49,50]. Cette partie utilise l'analyse de Fourier pour étudier ces deux phénomènes dit de *super-dispersion angulaire et énergétique*.

2.3.5.1 Super-dispersion angulaire

Le phénomène de super-dispersion angulaire est illustré dans la figure 2.21(a). Nous étudions la réfraction d'ondes planes d'un milieu diélectrique vers un cristal photonique carré orienté à 45° . Les angles d'incidence des trois ondes planes considérées sont proches et répartis autour

de la normale à l'interface. Sous certaines conditions, les directions de propagation des trois ondes de Bloch transmises sont très différentes. L'analyse des courbes iso-énergie dans les deux matériaux permet d'expliquer ce phénomène (Figs. 2.21(b) et 2.21(c)). Dans la région étudiée, le rayon de courbure de la surface iso-énergie est très faible. La vitesse de groupe donnée par le gradient de la surface iso-énergie varie donc fortement pour de faibles variations de k_{\parallel} .

Le phénomène de super-dispersion angulaire se produit donc dans les régions de l'espace réciproque où le rayon de courbure des surfaces iso-énergie est faible. Le terme *super-dispersion* traduit le fait que les valeurs obtenues du rayon de courbure sont beaucoup plus faibles que dans les milieux homogènes standards. L'analyse de Fourier des ondes de Bloch dans ces régions permet de comprendre l'origine d'un tel phénomène.

La figure 2.21(d) donne la décomposition de Fourier des trois ondes de Bloch transmises. Pour simplifier les figures, les ondes partielles de contributions énergétiques négligeables ne sont pas toutes représentées et seules les contributions significatives $\mathcal{S}_{n,m}$ au vecteur de Poynting moyen sont indiquées. Les ondes de Bloch étudiées appartiennent à la seconde bande de transmission et leur décomposition de Fourier est dominée par l'onde partielle de la deuxième zone de Brillouin. La décomposition de Fourier de l'onde de Bloch de vecteur d'onde \mathbf{k}_{t1} est dominée par l'onde partielle $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$. Sa contribution $\mathcal{S}_{1,0}$ domine fortement le vecteur de Poynting moyen et donne la direction de \mathbf{v}_{t1} . L'onde partielle $\mathcal{F}_{0,-1}(\mathbf{k})$ donne la deuxième contribution énergétique importante après $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$. Elle est située dans la troisième zone de Brillouin et sera désignée par *onde partielle vice-dominante* dans la suite. Pour l'onde de Bloch de vecteur d'onde \mathbf{k}_{t3} , la situation est semblable mais inversée: l'onde partielle dominante est $\mathcal{F}_{0,-1}(\mathbf{k})$ située cette fois dans la deuxième zone de Brillouin tandis que l'onde partielle *vice-dominante* est $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ désormais située dans la troisième zone de Brillouin. Pour l'onde de Bloch de vecteur d'onde \mathbf{k}_{t3} , la situation est intermédiaire et les contributions de $\mathcal{F}_{1,0}(\mathbf{k})$ et $\mathcal{F}_{0,-1}(\mathbf{k})$ sont identiques.

Les vitesses de groupes \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) des trois ondes de Bloch considérées sont très différentes alors que leurs vecteurs d'onde \mathbf{k}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) très proches. Ce phénomène s'explique par la localisation des vecteurs d'onde \mathbf{k}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) au voisinage de la seconde diagonale de la première zone de Brillouin. Pour l'onde de Bloch 1, le vecteur d'onde situé dans la deuxième zone de Brillouin est $\mathbf{k}_{1,0}$ alors que c'est $\mathbf{k}_{0,-1}$ pour l'onde de Bloch 2. Comme les ondes de Bloch considérées sont dans la deuxième bande de transmission, ces vecteurs d'onde dominant la décomposition de Fourier et leurs directions très différentes donnent lieu à des vitesses de groupe \mathbf{v}_{t1} et \mathbf{v}_{t3} très différentes.

En résumé, le phénomène de super-dispersion angulaire se produit lorsqu'une faible variation du vecteur d'onde de la première zone de Brillouin modifie l'identité de l'onde partielle dominante. La direction du vecteur d'onde dominant, et donc celle de la vitesse de groupe varient alors très fortement. Dans la deuxième bande de transmission, ce phénomène se produit lorsque le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{0,0}$ traverse une des diagonales de la première zone de Brillouin, c'est-à-dire la frontière entre deux sous-parties de la deuxième zone de Brillouin repliée.

2.3.5.2 Super-dispersion énergétique

Le phénomène de super-dispersion énergétique est illustré dans la figure 2.22(a). Nous étudions la réfraction de trois ondes planes de même angle d'incidence dans un cristal photonique carré. Les énergies u_1 , u_2 et u_3 sont très proches. Sous certaines conditions, ces ondes planes se cou-

plent à des ondes de Bloch dont les vitesses groupes $\mathbf{v}_{\mathbf{tn}}$ ($n = 1, 2, 3$) sont très différentes. L'analyse des courbes iso-énergie permet à nouveau de comprendre l'origine de ce phénomène (Figs. 2.22(b) et 2.22(c)). Les trois ondes planes étudiées se couplent à des ondes de Bloch qui sont situées sur des segments d'orientations différentes des courbes iso-énergie. La vitesse de groupe donnée par le gradient de ces courbes varie donc fortement pour de faibles variations de l'énergie.

La figure 2.22(d) donne la décomposition de Fourier des ondes de Bloch transmises. La situation est semblable à celle décrite ci-dessus pour la super-dispersion angulaire. Pour l'onde de Bloch 1, c'est le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{1,0}$ qui est situé dans la seconde zone de Brillouin et qui domine la décomposition de Fourier tandis que pour l'onde de Bloch 2, c'est le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{0,-1}$.

Le phénomène de super-dispersion énergétique a la même origine physique que le phénomène de super-dispersion angulaire. Pour de faibles variations de l'énergie, l'onde plane incidente se couple à des ondes de Bloch dont l'identité de l'onde partielle dominante et donc la vitesse de groupe sont différentes.

2.4 Conclusion et perspectives

L'analyse de Fourier des ondes de Bloch est une méthode simple et intuitive pour décrire la propagation et la réfraction de la lumière dans les cristaux photoniques. Elle permet de clarifier l'origine physique des phénomènes de réfraction négative, auto-collimation et super-dispersion observés expérimentalement dans les cristaux photoniques. Elle démontre en particulier que le phénomène de réfraction négative ne résulte pas du caractère *gauche* des cristaux photoniques mais d'un effet classique de diffraction.

L'analyse de Fourier décrite dans ce chapitre concerne les cristaux photoniques 2D. La généralisation au cas 3D est possible et relativement directe: les équations sont identiques à celles du cas 2D pour la polarisation TE. Ces résultats sortent du cadre de cette thèse et nous avons choisi de ne pas les présenter.

L'analyse de Fourier peut aussi s'appliquer à des structures non périodiques comme des guides d'onde ou des cavités. L'idée générale consiste à placer la structure à étudier dans une boîte que l'on répète périodiquement dans l'espace. Pour une taille de boîte suffisamment grande et des conditions aux limites bien choisies, les structures n'interagissent pas entre elles. Les propriétés spécifiques de la structure élémentaire peuvent alors être calculées. Les expressions analytiques de l'énergie et de la vitesse de groupe obtenues dans ce chapitre restent valables et peuvent contribuer à une meilleure compréhension des structures étudiées. Noda *et al.* ont d'ailleurs utilisé une approche semblable pour concevoir la géométrie de leur récente cavité record [5].

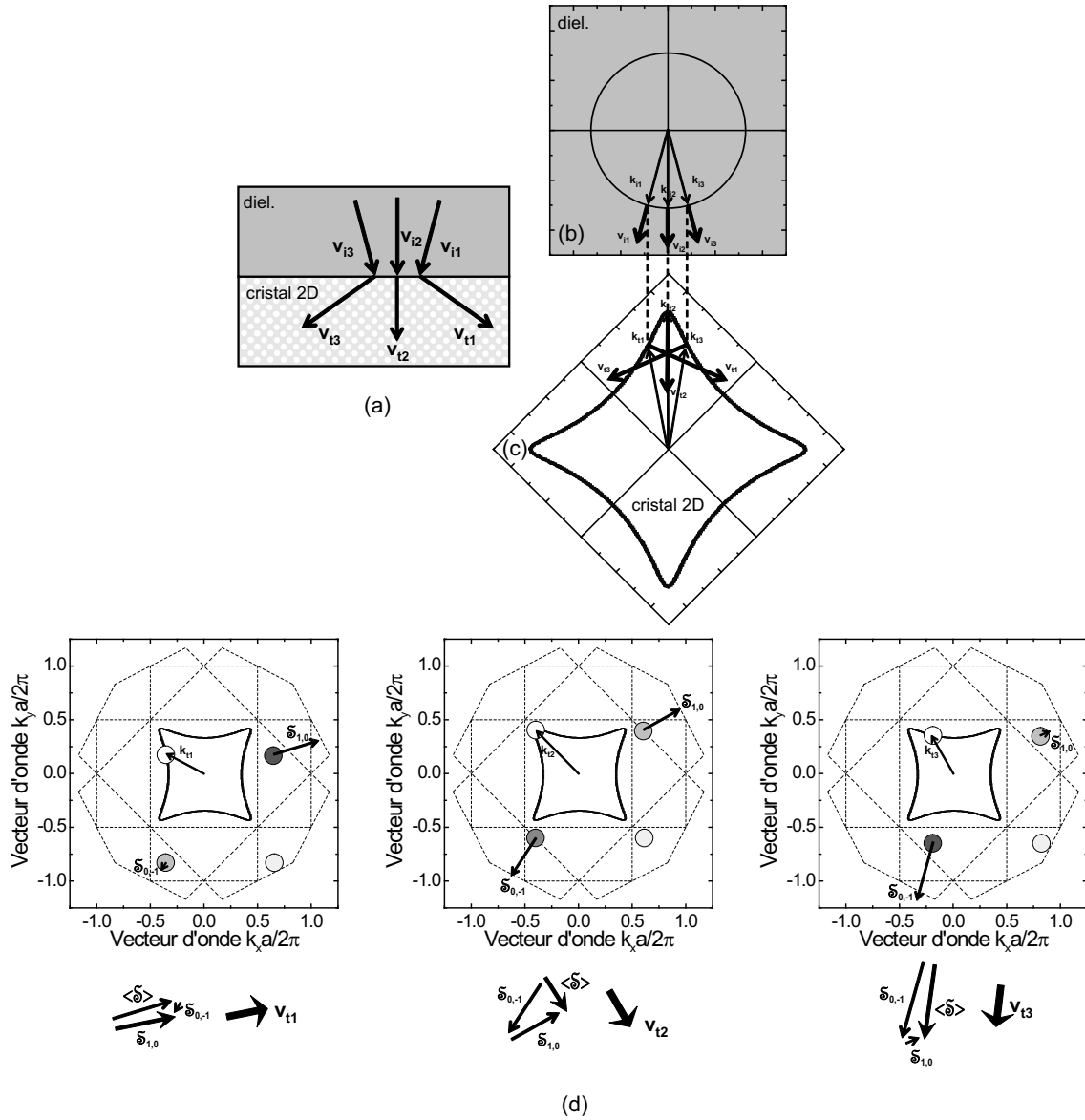


Figure 2.21: (a) Phénomène de super-dispersion angulaire: une faible variation de la direction de l'onde plane incidente induit une forte variation de la direction de propagation de l'onde de Bloch transmise. Le cristal photonique 2D carré est orienté à 45°. (b,c) Etude du phénomène de super-dispersion angulaire à l'aide des surfaces iso-énergie. Les vitesses de groupe des ondes de Bloch transmises \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) sont très différentes car le rayon de courbure est très faible dans la zone étudiée. (d) Décomposition de Fourier des trois ondes de Bloch transmises. Les contributions significatives $\mathcal{S}_{n,m}$ au vecteur de Poynting moyen sont indiquées.

[(a) Schematic representation of the angular super-dispersion phenomenon: a small variation of the direction of the incident plane wave results in a large variation of the direction of the transmitted Bloch wave. The square photonic crystal is 45°-tilted. (b,c) Study of the angular super-dispersion by use of equi-frequency surfaces analysis. The group velocities \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) of the transmitted Bloch waves diverge greatly because the curvature radius of the equi-frequency surface is very small in the region under study. (d) Fourier decomposition of the three Bloch waves. The main contributions $\mathcal{S}_{n,m}$ to the average Poynting vector are indicated.]

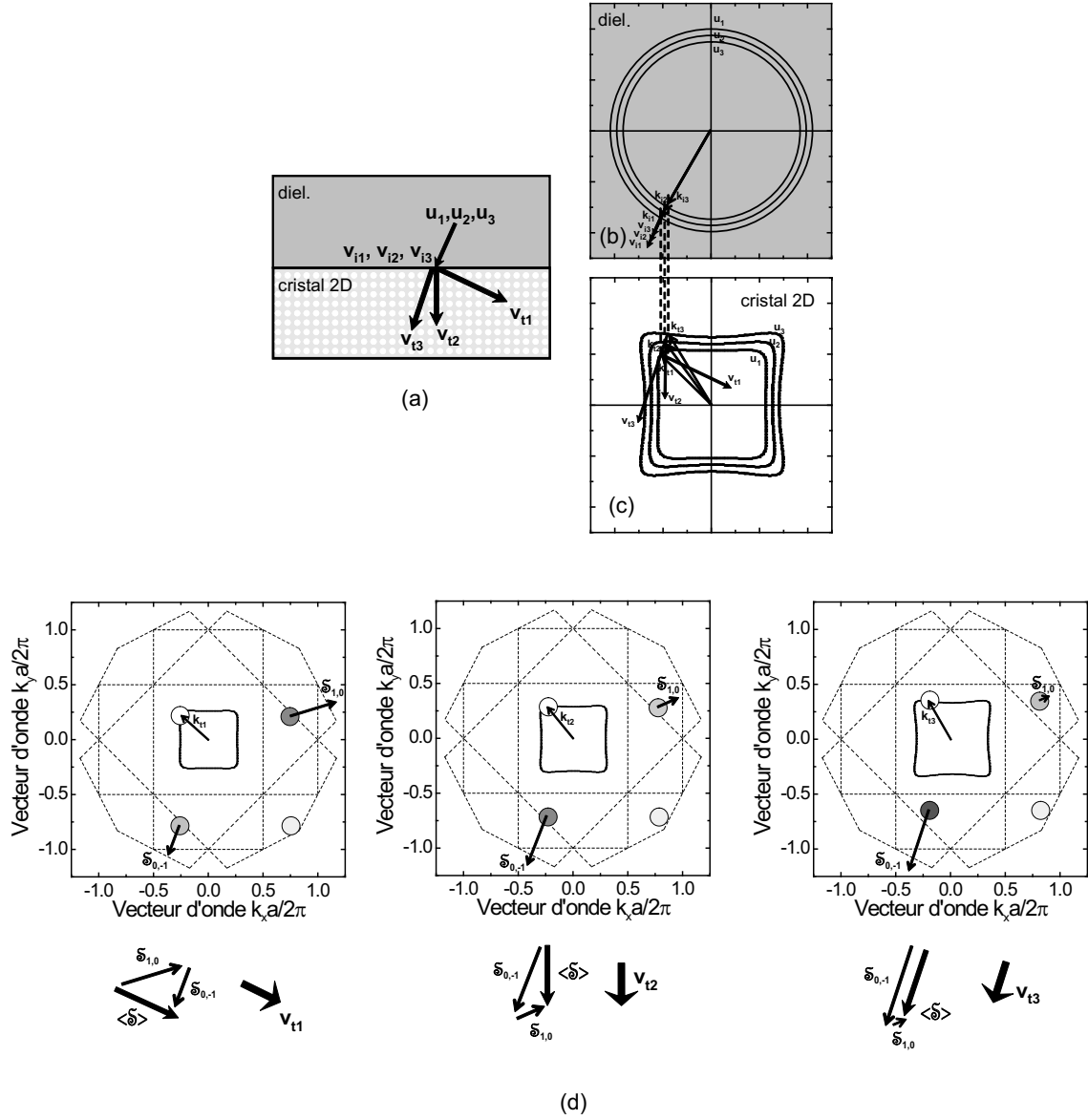


Figure 2.22: (a) Phénomène de super-dispersion énergétique: une faible variation de l'énergie de l'onde plane incidente induit une forte variation de la direction de propagation de l'onde de Bloch transmise. (b,c) Etude du phénomène de super-dispersion énergétique à l'aide des surfaces iso-énergie. Les vitesses de groupe des ondes de Bloch transmises \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) sont très différentes car ces ondes de Bloch sont situées sur des segments des surfaces iso-énergie d'orientations différentes. (d) Décomposition de Fourier des trois ondes de Bloch transmises. Les contributions significatives $\mathbf{S}_{n,m}$ au vecteur de Poynting moyen sont indiquées.

[(a) Schematic representation of the energetic super-dispersion phenomenon: a small variation of the energy of the incident plane wave results in a large variation of the direction of the transmitted Bloch wave. (b,c) Study of the energetic super-dispersion using equi-frequency surfaces analysis. The group velocities \mathbf{v}_{tn} ($n = 1, 2, 3$) of the transmitted Bloch waves diverge greatly because these Bloch waves belong to segments of the equi-frequency surface with different orientations. (d) Fourier decomposition of the three Bloch waves. The main contributions $\mathbf{S}_{n,m}$ to the average Poynting vector are indicated.]

Chapitre 3

Fabrication des cristaux photoniques

La validation expérimentale des résultats théoriques du chapitre précédent nécessite la fabrication de structures diélectriques périodiques de taille sub-micronique. Le savoir-faire actuel propose diverses solutions qui ont été décrites au paragraphe 1.1.3. Notre choix s'est porté vers les cristaux photoniques 2D planaires fabriqués sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Les raisons de ce choix sont expliquées au chapitre I, la principale étant la compatibilité de la fabrication de telles structures avec les technologies de micro- et opto-électronique disponibles dans la salle blanche de notre institut.

Le développement du procédé de fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As a constitué la première étape de ce travail de thèse. Nous avons collaboré avec l'équipe de Franck Robin de l'École Polytechnique Fédérale de Zurich (ETHZ) dans le cadre du projet de recherche NCCR *Quantum Photonics*. Ce travail m'a initié aux principales techniques de fabrication utilisées en micro- et opto-électronique, et plus généralement, m'a permis de découvrir et comprendre les enjeux et difficultés du travail en salle blanche.

Ce chapitre décrit successivement les structures à réaliser, les techniques de fabrication utilisées, le développement du procédé et les résultats obtenus. La dernière partie est consacrée aux spécificités de la fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure InP/Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y}.

3.1 Description des structures à fabriquer

Les cristaux photoniques à fabriquer sont formés d'un réseau 2D de trous d'air cylindriques gravés à travers une hétérostructure guidante GaAs/Al_xGa_{1-x}As (Fig. 3.1). Cette partie décrit les spécifications idéales de ces structures.

3.1.1 Propriétés de l'hétérostructure

L'hétérostructure guidante est formée d'un cœur de GaAs d'épaisseur 241 nm entouré de deux gaines d'Al_xGa_{1-x}As d'épaisseurs 330 nm (x=0.2) et 400 nm (x=0.8). Trois couches de boîtes quantiques insérées au centre du cœur constituent les émetteurs de lumière nécessaires à la caractérisation optique par la *technique de la source interne* (voir chapitre IV). Les

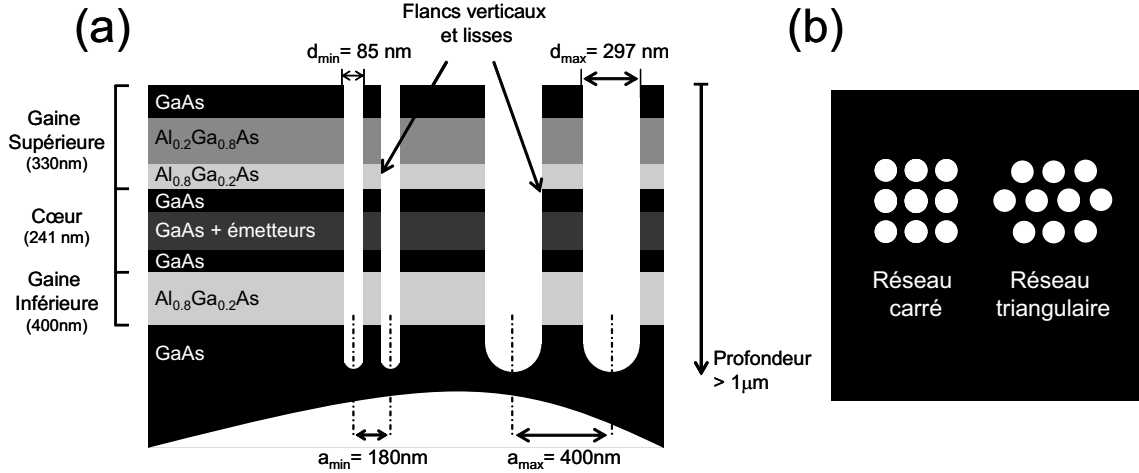


Figure 3.1: Spécifications des structures fabriquées: (a) Vue latérale, (b) Vue de dessus.
 [Parameters of the fabricated structures: (a) Lateral view, (b) Top view.]

propriétés optiques de cette hétérostructure sont étudiées en détail au paragraphe 4.1.2. Ses caractéristiques principales sont:

- Hétérostructure monomode pour les polarisations TE et TM
- Émission de lumière large bande centrée autour de $\lambda = 1000 \text{ nm}$
- Faible amplitude du champ optique au fond des trous

3.1.2 Propriétés des trous

La forme des trous doit tendre vers un cylindre infiniment long. Les trous doivent traverser l'hétérostructure guidante, ce qui correspond à une profondeur minimale de 971 nm. Les flancs doivent être lisses et verticaux. Les réseaux étudiés sont carrés et triangulaires. Les périodes a sont comprises entre 180 et 400 nm pour permettre l'étude des deux premières bandes de transmission et de la première bande interdite. Les facteurs de remplissage f étudiés sont compris entre 30 % et 50 % et nécessitent des diamètres de trous compris entre 85 nm ($a = 180 \text{ nm}$, $f = 30 \%$) et 297 nm ($a = 400 \text{ nm}$, $f = 50 \%$).

3.2 Techniques de fabrication utilisées

La fabrication des cristaux photoniques nécessite quatre étapes qui font appel à quatre technologies très utilisées en micro-électronique:

1. Croissance des hétérostructure par **épitaxie par jets moléculaires** (En anglais: *Molecular Beam Epitaxy*)
2. Écriture des structures par **lithographie par faisceaux d'électrons** (En anglais: *Electron Beam Lithography*)
3. Gravure des trous par **gravure sèche par plasma réactif** (En anglais: *Reactive Ion Etching*)
4. Observation des structures par **microscopie électronique à balayage** (En anglais: *Scanning Electron Microscopy*).

Ces technologies sont coûteuses, demandent une maintenance permanente et nécessitent une longue expérience pour être parfaitement maîtrisées.

3.2.1 Epitaxie par jets moléculaires

L'épitaxie par jets moléculaires [64] permet la croissance de couches minces de composés III-V avec une précision de l'ordre de la couche atomique.

Historique

La technique a été développée dans les années soixante-dix grâce au progrès des systèmes ultra-vide et aux travaux d'Artur et Cho [65] aux laboratoires Bell.

Principe de fonctionnement

L'épitaxie par jets moléculaires fait interagir dans une enceinte à très basse pression résiduelle (inférieure à $5 \cdot 10^{-11}$ mBar) des flux atomiques sur un substrat monocristallin porté à une température appropriée à la croissance épitaxiale. Le substrat est généralement orienté selon un plan cristallographique dense et la croissance se fait en accord de maille sur le substrat. Les jets moléculaires des constituants de la couche sont obtenus par évaporation de produits-sources solides sous régime de l'effusion moléculaire dite de Kundsén: le libre parcours moyen des composants est largement supérieur à la distance source-substrat. La vitesse de croissance est contrôlée par une régulation précise de la température des creusets contenant les produits-sources. L'interposition de caches mécaniques entre les creusets et le substrat permet la réalisation de profils de composition et de dopage très abrupts.

Avantages et limites

L'épitaxie par jets moléculaires permet la croissance de structures multicouches complexes où les couches élémentaires sont extrêmement minces et les interfaces très abruptes. Les structures peuvent comporter jusqu'à 2000 interfaces sur une épaisseur de 10 μm . Mais la faible vitesse de croissance (inférieure à 2 $\mu\text{m/h}$) n'autorise pas la croissance de couches épitaxiales épaisses. De plus, la croissance de matériaux à forte énergie de cohésion est parfois impossible lorsqu'une forte pression de l'élément source correspondant est nécessaire (Limite du régime de Kundsén).

Croissance auto-organisée des boîtes quantiques InAs/GaAs

L'épitaxie par jets moléculaires permet la croissance auto-organisée des boîtes quantiques InAs/GaAs utilisées comme émetteurs de lumière pour la *technique de la source interne* (voir chapitre IV). Les matériaux InAs et GaAs ont la même structure cristalline mais leurs paramètres de maille sont différents (6.0565 Å pour InAs, 5.6476 Å pour GaAs). Lorsqu'on dépose de l'InAs sur un substrat de GaAs, les premiers atomes s'arrangent pour constituer une couche contrainte 2D dite de mouillage. Au delà de l'épaisseur critique de 1.7 monocouches, les atomes constituent des îlots 3D à la surface de cette première couche planaire (Fig. 3.2).

La formation des îlots est dirigée par une relaxation élastique partielle de la contrainte latéralement et au sommet des îlots. Elle s'effectue, contrairement à la relaxation plastique, sans développement de dislocations. La relaxation partielle de la contrainte abaisse l'énergie de volume de la couche. Elle se produit au détriment d'une augmentation de sa surface libre due à la formation des îlots 3D. La transition 2D/3D du mode de croissance est donc le fruit

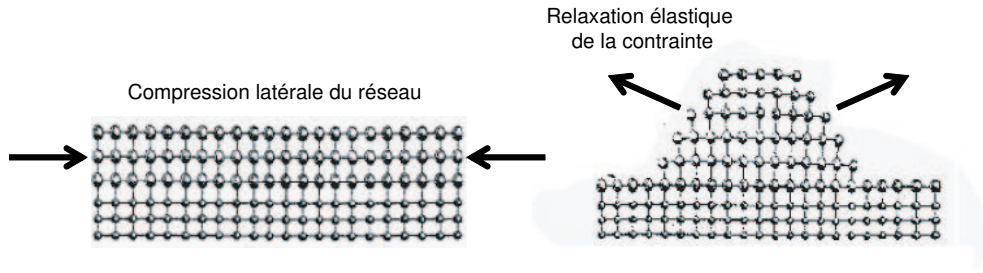


Figure 3.2: Croissance auto-organisée de boîtes quantiques par relaxation des contraintes
[Self-assembled growth of quantum boxes by stress relaxation]

d'une balance entre l'énergie de surface et l'énergie de volume de la couche. Elle intervient lorsque le gain en énergie de volume devient supérieur au coût en énergie de surface de la couche.

Après leur formation, les boîtes quantiques sont recouvertes de GaAs. Elles ont la forme d'une lentille aplatie. Les dimensions typiques d'une boîte quantique sont 3 nm de hauteur et 20 nm de diamètre. La densité surfacique typique d'un plan de boîtes quantiques est $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Autres techniques de croissance

L'épithaxie en phase vapeur à partir d'organo-métalliques (En anglais: *Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*) est une autre technique de croissance développée par H. Manasevit dans les années soixante-dix. Elle utilise la décomposition d'un flux gazeux d'organo-métalliques à la surface d'un substrat chauffé à haute température. Contrairement à l'épithaxie par jets moléculaires, elle permet d'obtenir des vitesses de croissance élevées et ne nécessite pas d'enceinte ultra-vide. Pour ces raisons, elle est beaucoup utilisée dans l'industrie des semi-conducteurs. En revanche, elle n'offre pas de moyens de contrôle in-situ et sa mise en œuvre est délicate pour les composés à base d'aluminium. Enfin la production de couches très homogènes est aussi coûteuse que par épithaxie par jets moléculaires.

L'épithaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (En anglais: *Gas Source Molecular Beam Epitaxy*) est née dans les années quatre-vingt du mariage de l'épithaxie par jets moléculaires et de l'épithaxie en phase vapeur à partir d'organo-métalliques. Les produits-sources solides d'éléments V sont remplacés par des cellules décomposant à haute température des hydrures comme l'arsine (AsH_3) ou la phosphorine (PH_3). Les flux de phosphore et d'arsenic sont bien contrôlés et permettent d'obtenir des composés quaternaires de type $Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y}$, chose difficile avec l'épithaxie par jets moléculaires classique. Cette technique est utilisée par Alcatel-Opto+ pour fabriquer les hétérostructures $InP/Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y}$ des échantillons InP étudiés dans cette thèse.

3.2.2 Microscopie et lithographie électroniques

Les techniques standards de microscopie et de lithographie optiques offrent une résolution de l'ordre de 500 nm qui est insuffisante pour observer et définir les cristaux photoniques dont les dimensions caractéristiques peuvent être inférieures à 100 nm. Pour cette raison, l'observation et l'écriture des cristaux photoniques nécessitent l'usage des techniques de microscopie et de lithographie électroniques dont la résolution est de l'ordre de 15 nm.

Historique

Le microscope électronique à balayage a été inventé en Allemagne en 1934 par M. Knoll et E. Ruska, puis développé aux États Unis dans les laboratoires RCA par Zwoykin, Hillier et Snyder (1940). La microscopie électronique à balayage a connu son véritable essor entre 1948 et 1965 grâce aux progrès des détecteurs d'électrons et aux recherches d'Oatley à Cambridge.

Les premières machines de lithographie électronique ont été développées à la fin des années soixante à partir de microscopes électroniques à balayage modifiés. Leur développement a été stimulé par la découverte, à la même époque, du fait que le polymère courant PMMA (Poly-Methyl-MethAcrylate, plus connu sous le nom de "plexiglass") constituait une excellente résine pour la lithographie électronique.

Principe de fonctionnement

La microscopie et la lithographie électronique utilisent toutes deux la focalisation d'un faisceau d'électrons sur la surface de l'échantillon et les deux fonctions sont souvent combinées sur une seule et même machine. Les électrons sont produits par chauffage d'un filament de tungstène, puis dirigés vers l'échantillon à l'aide d'une tension accélératrice qui peut atteindre 100 kV pour l'écriture et 1000 kV pour l'observation. Un système de lentilles magnétiques focalise le faisceau d'électrons sur la surface de l'échantillon (Fig. 3.3).

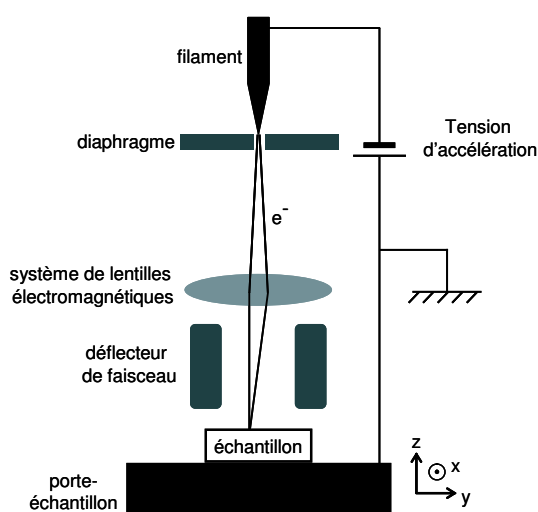


Figure 3.3: Principe de fonctionnement d'une machine de microscopie/lithographie électronique
[Schematic representation of an electron beam microscopy/lithography machine]

Le microscope électronique à balayage forme l'image de la surface en la balayant point par point par le faisceau d'électrons. Sous l'impact de ces derniers, l'échantillon émet des électrons rétrodiffusés et secondaires qui sont recueillis sélectivement par des détecteurs. Le signal est transmis à un écran cathodique dont le balayage est synchronisé avec celui du faisceau d'électrons incidents.

À l'image des résines photosensibles utilisées par la lithographie optique, la lithographie électronique utilise des résines sensibles à l'irradiation des électrons accélérés. Lorsqu'elles sont traversées par un faisceau d'électrons, les chaînes de certains polymères comme le PMMA sont brisées et deviennent solubles dans certaines solutions chimiques. La lithographie électronique écrit les motifs dans le masque de PMMA à l'aide du faisceau d'électrons. Le polymère dégradé

est ensuite dissout dans une solution adéquate et le motif exposé est révélé. Les structures sont décrites dans des fichiers normalisés de type GDSII. Elles sont généralement décomposées en zones d'écriture (*Writing field*) constituées de carrés de taille donnée (typiquement $100\ \mu\text{m}$). Dans chaque zone d'écriture, les motifs sont projetés sur une matrice dont la taille des pixels (typiquement $4\ \text{nm}$) est réglable et détermine la précision de l'écriture. Le faisceau d'électrons balaye l'ensemble des pixels et expose ceux qui doivent l'être.

Limites de fonctionnement

La lithographie électronique n'est pas un procédé parallèle contrairement à la lithographie optique: le faisceau d'électrons doit balayer toute la surface de l'échantillon et ce processus prend du temps. L'échantillon doit de plus être déplacé mécaniquement pour passer d'une zone d'écriture à l'autre. La précision de cet autre processus lent est de l'ordre de $60\ \text{nm}$. Ainsi, deux trous voisins peuvent se chevaucher lorsqu'ils appartiennent à deux zones d'écriture différentes. La taille maximale des structures est donc limitée par celle des zones d'écriture.

Les électrons subissent par ailleurs des diffusions à petits angles lorsqu'ils pénètrent dans le PMMA. Ce phénomène augmente le diamètre théorique du faisceau d'électrons mais peut être minimisé en diminuant l'épaisseur du PMMA et en augmentant la tension d'accélération.

Après avoir traversé le PMMA, les électrons poursuivent leur chemin dans le substrat. Ils peuvent y subir des diffusions à grands angles qui les rétrodiffusent vers le PMMA. Ce phénomène conduit à une exposition supplémentaire du PMMA (Fig. 3.4). Cette surexposition est moins bien résolue que le faisceau initial ($3\text{-}5\ \mu\text{m}$) et engendre les **effets de proximité**: les petites structures proches de grandes structures sont sur-exposées tandis que les petites structures isolées sont sous-exposées.

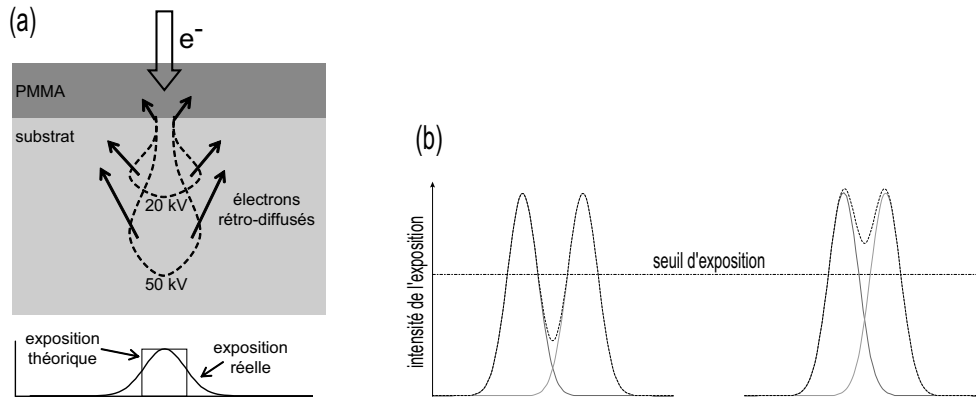


Figure 3.4: (a) La retro-diffusion des électrons dans le substrat engendre une surexposition du PMMA à l'origine des effets de proximité. (b) Deux détails isolés d'une structure ne sont pas résolus lorsque la somme des queues des distributions dépasse le seuil de développement du PMMA

[(a) The electrons back-scattering in the substrate induces an additional exposure of the PMMA and is responsible for the proximity effects. (b) Two isolated features of a mask may be reproduced as a single one if the sum of the tails of the two exposure distributions exceed the threshold value of the PMMA.]

Une correction des effets de proximité est donc indispensable à une lithographie électronique de qualité. Trois techniques peuvent être utilisées:

La technique de **modulation de la dose** corrige localement l'intensité du faisceau (dose) pour anticiper les sur-expositions. Elle utilise un calcul complexe et gourmand en puissance de calcul des interactions entre les différentes structures. Contrairement à l'intuition, les structures denses reçoivent une dose unitaire et les structures isolées sont sur-exposées pour compenser.

La technique de **réduction de la taille des structures denses** réduit la taille des structures denses pour compenser la dose supplémentaire qu'elles reçoivent. Cette technique a l'avantage de fonctionner sur les structures où la technique de modulation de la dose est impossible. Mais elle ne fonctionne pas lorsque la taille des structures est proche de celle du pixel élémentaire.

La technique de la **dose "fantôme"** imite les rétro-diffusions en écrivant la structure inverse avec un faisceau défocalisé. La structure réelle est ensuite écrite normalement (Fig. 3.5). L'exposition totale obtenue est dépourvue d'effets de proximité. Cette technique rapide ne nécessite aucun calcul mais elle ne corrige pas les effets des diffusions vers l'avant.

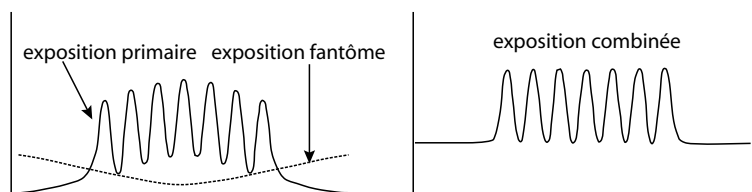


Figure 3.5: Correction des effets de proximité avec la technique de la dose fantôme: l'exposition défocalisée du profil négatif est superposée à l'exposition primaire du profil positif pour obtenir une exposition totale sans effets de proximité.

[Proximity effects correction with the ghost dose technique: the defocalized exposure of the negative profile is superposed on the primary exposure of the positive profile in order to obtain a total exposure exempt of proximity effects.]

Des logiciels spécialisés permettent d'effectuer automatiquement ces corrections. Malheureusement les algorithmes ont été conçus pour des structures standards de micro-électronique (arrangement peu dense de rectangles) et ne fonctionnent pas pour des cristaux photoniques (arrangement denses de cercles). R. Wuest de l'ETHZ a réalisé un programme spécifique [66] qui sera décrit au paragraphe 3.3.2.

3.2.3 Gravure sèche par plasma réactif

La gravure par plasma réactif est une technique de gravure dite sèche par opposition aux techniques classiques de gravure en solution dites humide. Elle permet d'obtenir une gravure profonde et directionnelle des échantillons semiconducteurs.

Historique

L'industrie des semi-conducteurs tomba dans une impasse à la fin des années soixante-dix: les limites de la gravure chimique avaient été atteintes et la taille des composants ne pouvait plus être réduite selon la célèbre loi de Moore. Les enjeux économiques étaient si importants qu'une nouvelle technique de gravure s'est développée dans des temps records: la gravure par plasma réactif.

Principe de fonctionnement

Un plasma est créé entre deux électrodes à partir d'un mélange gazeux. L'échantillon est placé sur la cathode. Il est gravé sous l'effet combiné de deux mécanismes qualifiés de **physique** et **chimique**.

La **gravure physique** résulte de l'érosion de l'échantillon sous l'effet du bombardement des ions positifs du plasma accélérés par la tension entre les électrodes. La forte directionnalité des ions accélérés permet une gravure fortement anisotrope mais elle engendre des dégâts sur la surface de l'échantillon. La sélectivité peut être faible car le masque est lui aussi érodé par le bombardement des ions.

Le mécanisme de **gravure chimique** se déroule en cinq étapes (Fig. 3.6). Après génération dans le plasma (1), le réactant est transporté par le flux gazeux vers la surface de l'échantillon (2) où il est adsorbé (3). Il réagit alors chimiquement avec le substrat pour former une ou plusieurs espèces volatiles (4), qui sont désorbées de la surface, diffusées dans l'enceinte et éliminées par le système de pompage (5). La gravure chimique est sélective et rapide mais fortement isotrope.

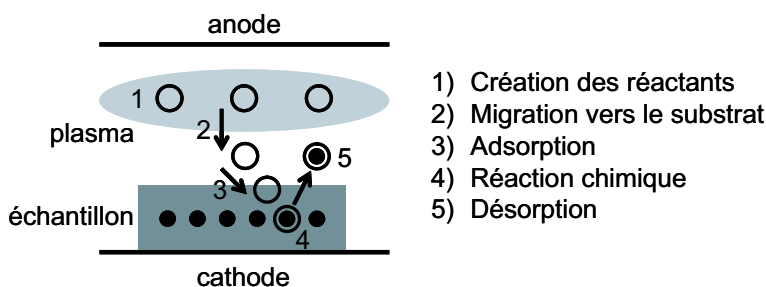


Figure 3.6: Mécanisme de gravure sèche par plasma réactif
[Description of the dry etching mechanism]

Équipements

La figure 3.7 représente une machine standard de gravure dite PCC (Plasma par couplage capacitif). Le générateur RF permet à la fois de créer le plasma et d'accélérer les ions vers l'échantillon. Pour augmenter l'anisotropie de la gravure, le libre parcours moyen des ions accélérés peut être augmenté en travaillant à basse pression. Malheureusement, plus la pression est faible, plus la puissance nécessaire à la création du plasma et donc l'énergie des ions incidents sont grandes. Ce système ne permet donc pas de diminuer la pression du plasma tout en augmentant l'énergie des ions incidents, c'est-à-dire l'intensité de la gravure physique.

Plusieurs techniques originales de gravure par plasma réactif ont été développées pour résoudre ce problème. Seules les trois plus utilisées vont être décrites sommairement. Les références [67,68] peuvent être consultées pour plus de détails.

Gravure par résonance électron-cyclotron (Fig. 3.8(a)) (En anglais: *Electron Cyclotron Resonance*, ECR) Le plasma est produit par les ondes Ultra Hautes Fréquences créées par une antenne plate couplée à un champ magnétique. L'énergie des ions incidents est ajustée indépendamment de la densité du plasma en contrôlant l'intensité des radio-fréquences.

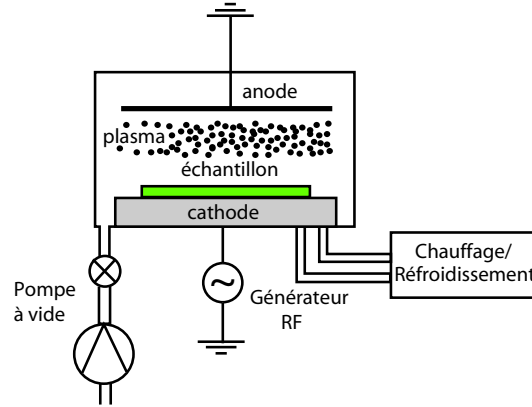


Figure 3.7: Schéma d'une machine de gravure à plasma par couplage capacitif (PCC)
 [Schematic representation of a coupled capacity plasma (CCP) etch machine]

Gravure par plasma couplé inductivement (Fig. 3.8(b)) (En anglais: *Inductively Coupled Plasma*, ICP) Le plasma est créé par une bobine qui accélèrent les électrons dans un mouvement circulaire. La densité du plasma est ainsi contrôlée indépendamment de la tension entre les électrodes, c'est-à-dire de l'énergie des ions incidents.

Gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement (Fig. 3.8(c)) (En anglais: *Chemically Assisted Ion Beam Etching*, CAIBE) Contrairement aux techniques précédentes, la gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement permet de contrôler indépendamment les aspects physiques et chimiques de la gravure. Le plasma qui génèrent les ions responsables de la gravure physique (Ar⁺ par ex.) est créé dans une chambre séparée de l'échantillon. Le gaz réactif (Cl₂ par ex.) est introduit à proximité de l'échantillon et ionisé à l'aide d'un canon à électrons. La température de l'échantillon est ajustée à l'aide d'une lampe halogène pour favoriser la désorption des espèces produites.

La machine PCC de l'EPFL a été utilisée pour fabriquer les cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As étudiés dans cette thèse. La technologie PCI du laboratoire Alcatel-Opto+ a été nécessaire pour fabriquer les échantillons sur hétérostructure InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y} car la profondeur nécessaire des trous est plus grande (voir paragraphe 3.5).

3.3 Fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As

La figure 3.9 résume les étapes de fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Chaque étapes se caractérise par un nombre plus ou moins grand de paramètres à ajuster (épaisseur des couches, composition du plasma, ...). La principale difficulté réside dans le nombre limité d'essais disponibles matériellement. Chaque tentative nécessite l'équivalent de une à deux journées de travail et le fonctionnement simultané de plusieurs machines complexes. Le développement du procédé a demandé une bonne connaissance de l'influence de chaque paramètre et une stratégie d'optimisation adaptée.

Cette partie décrit pour chaque étape les objectifs visés, l'influence des principaux paramètres et la stratégie d'optimisation adoptée. Notre travail a consisté à optimiser la gravure du masque intermédiaire en SiO₂ et des trous dans l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As et à ob-

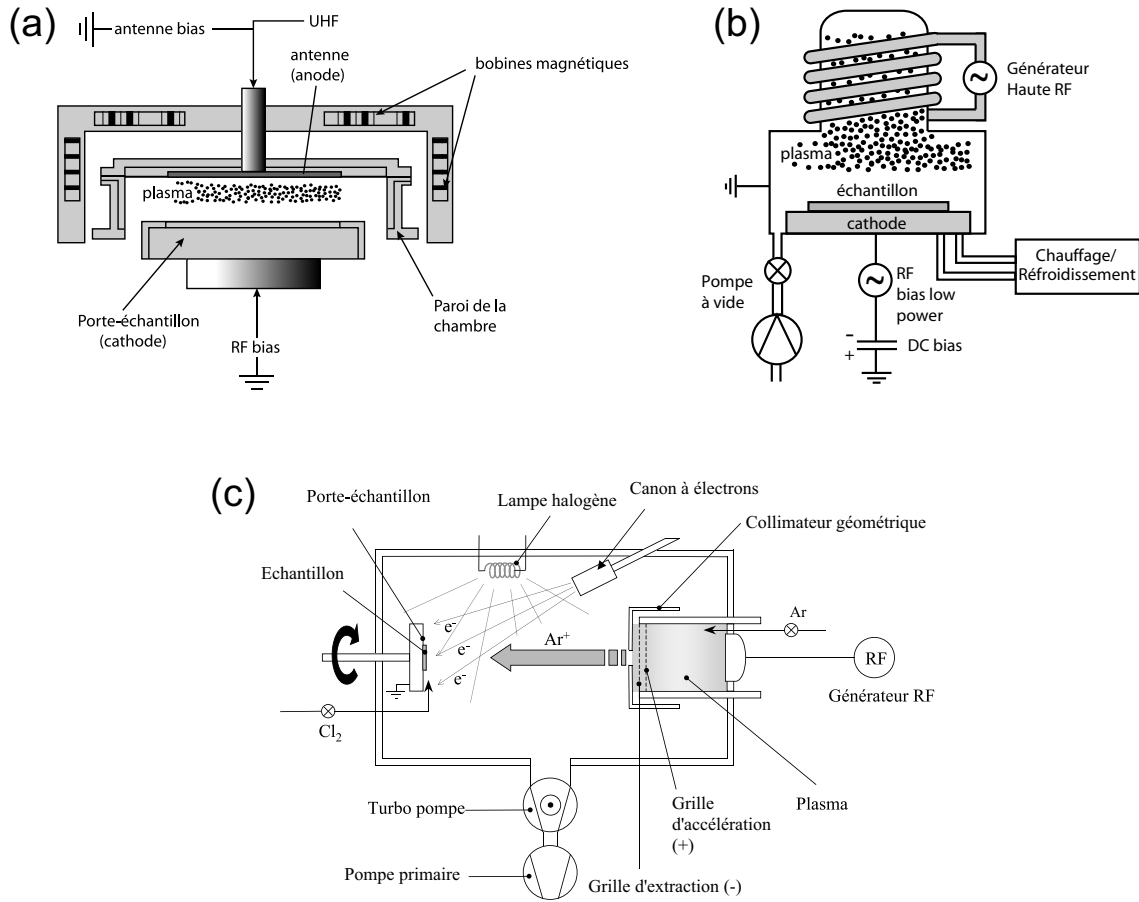


Figure 3.8: Principe de fonctionnement des machines de gravure par (a) résonance électron-cyclotron (REC), (b) plasma couplé inductivement (PCI) et (c) faisceau d'ions assistée chimiquement

[Schematic representation of the different types of etch machines: (a) Electron Cyclotron Resonance (ECR) (b) Inductively Coupled Plasma (ICP) and (c) Chemically Assisted Ion Beam Etching (CAIBE)]

server les structures fabriquées par microscopie électronique. Ces étapes seront plus développées pour mieux communiquer l'expérience et le savoir-faire acquis.

3.3.1 Croissance des couches minces

La première étape de fabrication est la croissance des différentes couches minces: l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As, le masque intermédiaire en SiO₂ et enfin le masque en PMMA.

Croissance de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As

La croissance de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As s'effectue à l'EPFL par épitaxie par jets moléculaires (voir paragraphe 3.2.1). En ce qui nous concerne, la qualité de l'hétérostructure est surtout liée à la photoluminescence de ses boîtes quantiques. Pour les mesures par source interne, une haute densité de boîtes de tailles variables est nécessaire pour obtenir une photoluminescence à la fois intense et large. Comme les travaux actuels en épitaxie recherchent plutôt une faible densité de boîtes de tailles homogènes pour réaliser des sources de photon unique, la croissance de nos hétérostructures a demandé un développement spécifique.



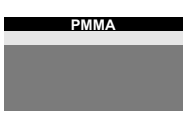


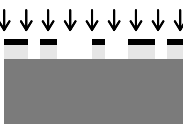

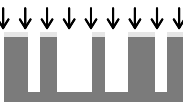
Etape		Technologie utilisée	Acteur	Schéma explicatif
Croissance des couches minces	Croissance de l'hétérostructure GaAs/Al _x Ga _{1-x} As	Epitaxie par jets moléculaires	EPFL	
	Dépôt du masque intermédiaire en SiO ₂	Epitaxie en phase vapeur à partir d'organo-métalliques	EPFL	
	Dépôt du PMMA	Tournette	ETHZ	
Lithographie électronique	Ecriture électronique des structures	Lithographie électronique	ETHZ	
	Révélation des structures	Bain dans une solution révélatrice de type MIBK-isopropanol (3:1)	ETHZ	
Gravure des cristaux photoniques	Gravure du masque intermédiaire en SiO ₂	Gravure par plasma réactif fluoré	EPFL/ETHZ	
	Retrait du PMMA excédant	Plasma O ₂ , puis bain dans une solution de 1,2-dichloroéthane	EPFL/ETHZ	
	Gravure des trous dans l'hétérostructure	Gravure par plasma réactif chloré	EPFL	

Figure 3.9: Étapes de fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As
[Processing steps for the patterning of photonic crystals on Al_xGa_{1-x}As heterostructures]

Dépôt du masque intermédiaire en SiO₂

Le dépôt du masque intermédiaire en SiO₂ s'effectue à l'EPFL par épitaxie en phase vapeur à partir d'organo-métalliques (voir paragraphe 3.2.1). La couche doit être dense, solide, et d'épaisseur voulue (typiquement 200 nm).

Dépôt du masque en PMMA

Le dépôt du masque en PMMA s'effectue à l'ETHZ grâce à une tournette. La vitesse de rotation permet de contrôler précisément l'épaisseur de la couche déposée (typiquement 220 nm).

3.3.2 Lithographie électronique

La lithographie électronique des structures s'effectue à l'ETHZ. Cette étape sensible de fabrication vise à définir un ensemble de trous de positions et diamètres fixés dans le masque de PMMA. Ces structures sont décrites dans des fichiers normalisés de type GDSII. Une méthode de codage spécifique aux cristaux photoniques a été développée durant cette thèse.

La correction des effets de proximité constitue la principale difficulté de cette étape de fabrication. Sans correction, le diamètre des trous isolés ou en bord de structure est très inférieur à celui de trous situés au milieu de structures denses (Fig. 3.10). Comme les algorithmes standards de correction ne fonctionnent pas avec les cristaux photoniques (voir paragraphe 3.2.2), un algorithme spécifique a été développé par l'ETHZ [66].

La périodicité des cristaux photoniques permet de les représenter par des matrices dont les coefficients représentent les différents sites du réseau et valent 1 en présence d'un trou et 0 sinon. À partir de cette matrice et d'une fonction qui permet d'évaluer l'influence d'un site sur l'autre, l'algorithme calcule la matrice de passage entre les doses codées et les doses réelles obtenues. L'inversion de cette matrice permet le calcul des doses à coder pour obtenir les doses désirées. Les structures plus complexes dans lesquels par exemple un trou est décalé sont corrigées de la même manière en utilisant une grille d'échantillonnage plus fine. La technique développée par l'ETHZ permet de diminuer la déviation standard de la surface des trous de 12.6 à 5.6 %, soit une variation du diamètre des trous inférieure à 3 %.

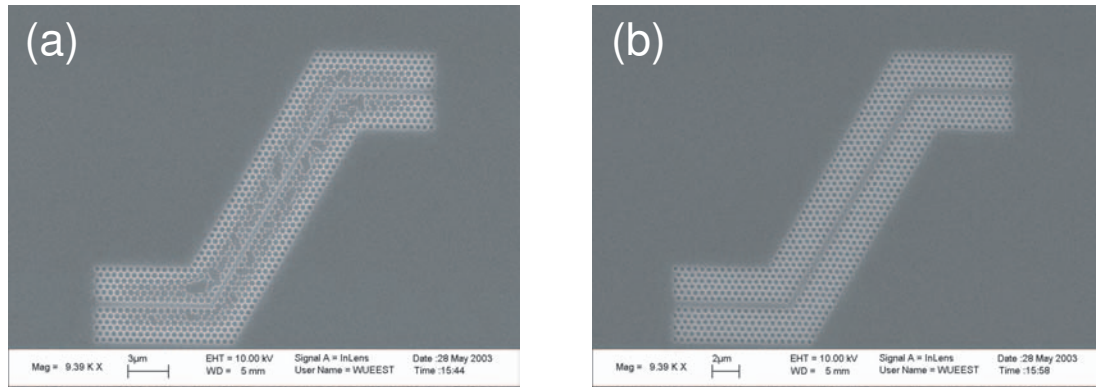


Figure 3.10: Exemple d'écriture d'une structure sans (a) et avec (b) correction des effets de proximité. Dans la structure non corrigée, les trous centraux percolent sous l'effet des surexpositions du PMMA (voir figure 3.4(b)).
[E-beam lithography of a structure (a) without and (b) with proximity effects corrections. Without correction, the central holes percolate because of the over-exposure of the PMMA (see figure 3.4(b)).]

3.3.3 Gravure du masque intermédiaire

La gravure du masque intermédiaire en SiO_2 s'effectue à l'EPFL par gravure par plasma réactif fluoré. Nous devons utiliser un masque intermédiaire car la gravure directe du GaAs avec le masque de PMMA n'est pas assez sélective. Cette étape de fabrication vise à transférer dans le masque de SiO_2 les trous définis dans le PMMA en conservant au mieux leur position et leur diamètre. La machine utilisée à l'EPFL (Alcatel GIR 320) est ancienne et donne des résultats peu reproductibles. La machine plus performante de l'ETHZ a parfois été utilisée mais le procédé développé à l'EPFL donne des résultats satisfaisants et utilisables.

Nous allons maintenant étudier l'influence de chaque paramètre et décrire la manière de l'optimiser.

Épaisseur de la couche de PMMA Pour l'étape de lithographie électronique, une couche de PMMA fine rend l'écriture facile et précise. Pour la gravure du SiO₂, une couche de PMMA épaisse permet de graver un masque plus épais (voir paragraphe suivant). Le meilleur compromis doit être recherché.

Épaisseur de la couche de SiO₂ Pour la gravure de l'hétérostructure, un masque de SiO₂ épais permet d'augmenter la durée de gravure et d'obtenir des trous profonds. Mais la gravure de ce masque de SiO₂ demande alors un masque de PMMA épaisse (voir paragraphe précédent). Le meilleur compromis doit à nouveau être recherché.

Composition chimique du plasma L'Alcatel GIR 320 dispose de trois gaz utilisables pour la gravure du SiO₂: CF₄, CHF₃ et H₂. L'ionisation de ces molécules dans le plasma produit des radicaux C, F et H. Après adsorption, les radicaux C et F se lient avec l'oxygène et le silicium pour former les sous-produits volatils CO, CO₂, COF₂ et SiF₄. Les radicaux H réagissent avec les radicaux F pour former le gaz inerte HF. Ils réduisent donc la densité de radicaux F et limitent l'aspect chimique de la gravure. Les radicaux C conduisent à la formation de polymères en surface qui tendent à inhiber la gravure. Ce phénomène peut être minimisé en réduisant le ratio F/C dans le plasma, c'est pourquoi nous préférons CF₄ ([C]/[F]=4) à CHF₃ ([C]/[F]=3) contrairement à la plupart des autres groupes.

Puissance Une puissance élevée augmente la gravure physique mais induit une élévation de température qui peut faire fondre le masque de PMMA.

Pression Une pression faible permet d'améliorer l'anisotropie de l'attaque en augmentant le libre parcours moyen des ions. Une pression trop faible rend le plasma instable voire impossible à créer.

Durée de la gravure La gravure du masque en SiO₂ doit s'arrêter quand le fond des trous atteint la surface de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Une gravure trop longue consomme tout le masque de PMMA et endommage le masque de SiO₂. Notons que le plasma chloré grave aussi l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As (voir paragraphe 3.4.1). Nous n'avons pas encore déterminé si ce phénomène doit être recherché ou évité. Il permet de graver des *pré-trous* dans l'hétérostructure mais crée en même temps des résidus en surface qui peuvent perturber l'attaque suivante.

Vide initial et propreté de la chambre d'attaque Comme nous travaillons proche des limites de la machine, le vide initial doit être excellent (inférieur à 5.10⁻⁶ mbar). Un minimum de 12 heures de pompage est généralement nécessaire pour l'obtenir. Notre attaque est parfois sensible aux paramètres utilisés dans l'attaque précédente (résidus dans la chambre, restes de gaz dans les lignes, etc.). Nos gravures ont été significativement améliorées en effectuant initialement une gravure à *blanc* avec les mêmes paramètres.

Stratégie d'optimisation des paramètres

Nous avons commencé avec la recette standard de gravure du SiO₂ et les épaisseurs de couches utilisées par les groupes qui travaillent sur les mêmes structures. Nous avons alors diminué la

pression et augmenté la puissance jusqu'à la limite de détérioration du PMMA. Nous avons ensuite optimisé la composition gazeuse du plasma pour améliorer la forme des trous et la sélectivité. Enfin, nous avons progressivement augmenté les épaisseurs des couches de PMMA et de SiO₂.

3.3.4 Retrait du PMMA excédent

La gravure du masque intermédiaire en SiO₂ doit laisser une fine couche de PMMA résiduel sur la surface de l'échantillon. Cette marge de sécurité évite la détérioration du SiO₂ qui résulterait d'une consommation totale du PMMA. Le PMMA est chauffé durant l'attaque et réagit avec le fluor pour former un mélange de Teflon et de PMMA durci. Ce mélange peut fondre et couler dans les trous pendant la gravure de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Comme en plus ce phénomène pollue le plasma, il est nécessaire de retirer cette couche résiduelle.

Le bain d'acétone chaud fonctionne mal et nous avons dû essayer d'autres méthodes de retrait. Les ultra-sons sont inutilisables car leur efficacité réclame une puissance élevée qui détruit le masque en SiO₂. Le nettoyage par plasma O₂ fonctionne bien mais forme une couche d'oxyde au fond des trous qui perturbe la gravure de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Cet oxyde est difficile à retirer car les propriétés de mouillage d'HCl permettent difficilement d'atteindre le fond des trous. Finalement, nous utilisons le compromis formé d'un plasma O₂ (10 min à 100 W) suivi d'un bain chauffé de 1,2-dichloroéthane (15 min à 80°C).

3.3.5 Gravure sèche des trous

La gravure des cristaux photoniques dans l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As s'effectue à l'EPFL par gravure sèche chlorée. Cette dernière étape particulièrement sensible vise à d'obtenir des trous profonds, du diamètre souhaité et avec des flancs verticaux. Nous utilisons le *System 90 Plasmalab* d'Oxford Instruments. Cette machine de type CCP ne permet pas d'obtenir simultanément un plasma haute densité et basse pression (voir paragraphe 3.2.3). Ses performances sont donc limitées comparées à celles des machines de type ECR ou ICP, mais des résultats satisfaisants peuvent être obtenus à condition de travailler aux limites de la machine.

Nous allons maintenant étudier l'influence de chaque paramètre et décrire la manière de l'optimiser.

Épaisseur de la couche de SiO₂ La gravure physique consomme le masque de SiO₂ et doit être arrêtée avant sa détérioration totale. La profondeur des trous dépend donc de l'épaisseur du masque en SiO₂ qui devra être la plus grande possible.

Composition chimique du plasma Les gaz pouvant entrer dans la composition chimique du plasma sont:

- SiCl₄ ou Cl₂ qui forment les radicaux Cl· responsables de la gravure chimique. Les radicaux Cl· réagissent avec le substrat et forment les composés volatiles GaCl₃, AsCl₃ et AlCl₃.
- Ar, dont les ions sont responsables de la gravure physique
- O₂, qui en faible quantité favorise la verticalité des flancs en y créant une faible couche d'oxyde protectrice [69,70]

Le meilleur compromis doit être trouvé entre la gravure physique et la gravure chimique.

Puissance Une puissance élevée permet d'augmenter la gravure physique mais diminue la sélectivité de l'attaque en consommant plus rapidement le masque de SiO_2 .

Pression Une pression faible permet d'améliorer l'anisotropie de l'attaque en augmentant le libre parcours moyen des ions. Une pression trop faible rend le plasma instable voire impossible à créer.

Durée de l'attaque La gravure doit s'arrêter avant la détérioration totale du masque de SiO_2 et il est préférable de garder une marge de sécurité d'environ 30 nm .

Vide initial et propreté de la chambre d'attaque Un très bon vide initial (inférieur à 10^{-7} mBar) doit être recherché et nécessite généralement un minimum de 24 heures de pompage. Les résultats sont améliorés en effectuant une attaque de nettoyage avant l'attaque réelle et le pompage de la chambre.

Stratégie d'optimisation des paramètres

Nous sommes partis de la recette développée à l'EPFL pour la gravure du GaAs. Le Cl_2 qui engendre même à faible concentration une gravure chimique trop intense a été abandonné (voir paragraphe 3.4.1). La forme des trous a d'abord été améliorée en augmentant la pression et en diminuant la puissance. La composition gazeuse du plasma a ensuite été optimisée pour trouver le meilleur compromis entre gravure physique et chimique. Nous avons enfin ajouté la faible dose d' O_2 nécessaire à la passivation des flancs.

3.3.6 Méthode de validation des résultats

L'observation des trous par microscopie électronique permet d'évaluer rapidement la qualité des cristaux photoniques fabriqués. Cette méthode permet de contrôler visuellement la forme et la profondeur des trous lors de la première phase de développement. Dès que les trous se rapprochent de leurs spécifications, la mesure des propriétés optiques devient indispensable: deux gravures semblables au microscope électronique peuvent se différencier par des paramètres difficilement quantifiables comme la rugosité des flancs. La caractérisation optique des cristaux photoniques fabriqués utilise la technique de la source interne décrite au chapitre IV.

Les échantillons test utilisés pour observer les résultats au microscope électronique sont constitués de pavés adjacents de trous de diamètres variables (Fig. 3.11). Le pavé est légèrement incliné ($1-2^\circ$) par rapport aux axes du substrat pour qu'il existe toujours des trous traversés en leur centre par la ligne de clivage. Après clivage, les échantillons sont observés par la tranche au microscope électronique. Pour observer la gravure du masque intermédiaire en SiO_2 , une fine couche d'or (inférieure à 10 nm) doit être déposée sur l'échantillon pour assurer la conductivité électrique et éviter les effets de charge.

3.4 Résultats

Plus de 100 essais ont été nécessaires pour optimiser tous les paramètres et fabriquer des cristaux photoniques à l'état de l'art. Cette partie présente les résultats obtenus à travers les propriétés physiques des trous. Les propriétés optiques sont étudiées au chapitre 4.

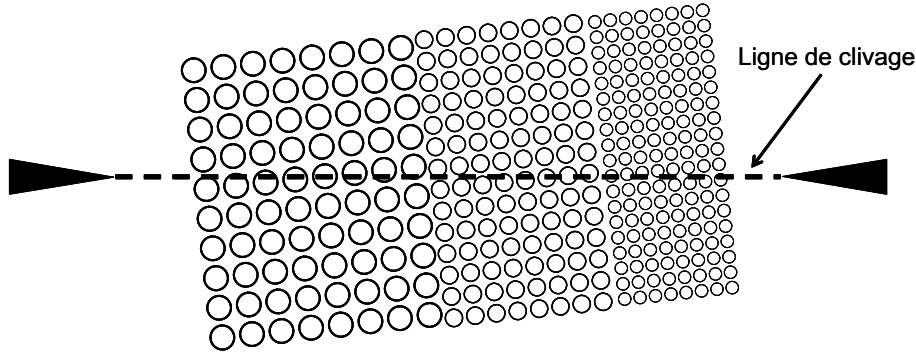


Figure 3.11: Exemple d'échantillon test utilisé pour les observations au microscope électronique
[Example of a test sample used for electronic microscopy observations]

3.4.1 Quelques étapes intermédiaires du développement

Il serait trop laborieux de présenter en détail toutes les recettes testées et seules quelques étapes intermédiaires typiques vont être présentées. Pour chaque cas étudié, nous donnons les propriétés observées au microscope électronique et indiquons si la valeur choisie pour chaque paramètre est plutôt supérieure ou inférieure à son optimum. La figure 3.14 présentent les données de la gravure du masque intermédiaire en SiO_2 et la figure 3.15 celles de gravure des trous dans l'hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

3.4.2 Recette optimisée

Le tableau 3.1 donne les paramètres de la recette optimisée développée à l'EPFL pour graver les cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Gravure du masque intermédiaire en SiO_2	Epaisseur du PMMA	200 nm
	Epaisseur du SiO_2	180-220 nm
	Composition chimique	CF_4 : 30 sccm H_2 : 9 sccm
	Pression	30 mTorr
	Puissance	42 W
	Durée	18'30s - 22'30s
Gravure des trous dans l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	Epaisseur du SiO_2	180-220 nm
	Composition chimique	SiCl_4 : 25 sccm Ar: 3 sccm O_2 : 0.5 sccm
	Pression	10 mTorr
	Puissance	200 W
	Durée	17'

Tableau 3.1: Recette optimisée utilisée pour la gravure des cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
[Optimized recipe for the etching of photonic crystals on a $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure.]

3.4.3 Propriétés physiques des cristaux photoniques fabriqués

Les trous fabriqués répondent aux spécifications décrites au paragraphe 3.1. Leur forme est cylindrique et leurs flancs verticaux (Fig. 3.12(a)). Leur profondeur dépend de leur diamètre

mais excède bien $1\ \mu\text{m}$ pour les diamètres supérieurs à $100\ \text{nm}$ que nous étudions (Fig. 3.12(b)).

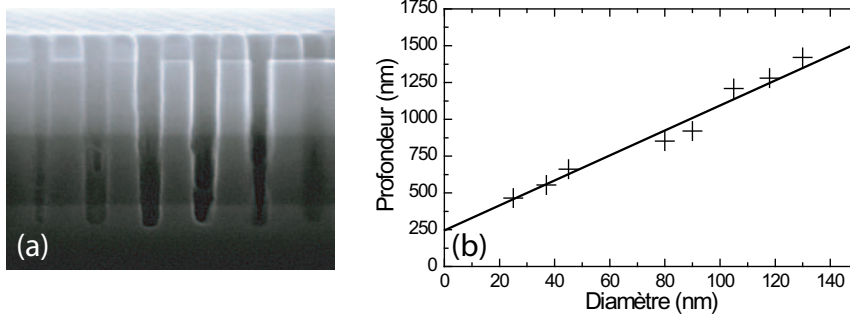


Figure 3.12: (a) Exemple de trous gravés dans l'hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec la recette optimisée. (b) Profondeur des trous en fonction de leur diamètre.
 [(a) Hole shape in the $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure (b) Hole depth versus hole diameter.]

Le point faible de notre procédé est la gravure du masque en SiO_2 . Les flancs obtenus ne sont pas assez verticaux et le diamètre des trous lithographiés dans le PMMA est réduit d'environ 30 % après transfert dans le SiO_2 . Ce problème peut être résolu en augmentant le diamètre des trous codés de 30 % (voir paragraphe 4.3.3). Mais comme les trous codés dans le PMMA percolent à partir d'un certain diamètre, le facteur de remplissage ne peut pas dépasser les valeurs correspondantes.

3.5 Fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

Dans le cadre du projet européen PCIC, nous avons collaboré avec l'équipe de G-H. Duan d'Alcatel-Opto+ pour développer la fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ [71,72]. Nous avons dessiné les masques et mesuré les propriétés optiques des échantillons fabriqués avec la technique de la source interne. Cette partie décrit les spécificités de la fabrication de cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

3.5.1 Objectifs

Sur substrat InP , la longueur d'onde de travail se situe aux alentours de $1550\ \text{nm}$. Les périodes utilisées sont donc plus grandes que sur substrat GaAs et sont comprises entre $260\ \text{nm}$ et $600\ \text{nm}$. Les diamètres des trous sont aussi plus grands et situé typiquement entre 200 et $320\ \text{nm}$. Le mode guidé est moins bien confiné par les hétérostructures $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ disponibles et la profondeur des trous doit désormais dépasser $3\ \mu\text{m}$. Enfin, la forme optimale est toujours cylindrique.

3.5.2 Étapes de fabrication

Les étapes de fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ sont semblables à celles des cristaux photoniques sur hétérostructure $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (voir paragraphe 3.3 et Fig. 3.9).

Les structures sont définies par lithographie électronique dans une épaisse couche de PMMA (1000 nm) qui nécessite un faisceau très puissant d'électrons accélérés à 100 kV. Les motifs sont ensuite transférés dans un masque intermédiaire en Si_3N_4 d'épaisseur 400 nm grâce à une gravure par plasma réactif de type PCC à base de C_2F_6 . Enfin, les trous sont gravés au moyen d'une gravure par plasma réactif de type PCI à base de SiCl_4 . Cette dernière étape est beaucoup plus délicate que sur substrat GaAs. La profondeur à atteindre est trois fois plus grande alors que la gravure est moins efficace, notamment à cause de la faible volatilité des résidus de gravure comme InCl_2 .

3.5.3 Résultats

Les trous obtenus (Fig. 3.13) possèdent les spécifications décrites au paragraphe 3.5.1. Leur profondeur atteint $4.5 \mu\text{m}$ et leur forme est suffisamment cylindrique. Leurs propriétés optiques seront étudiées au chapitre IV. Contrairement à la gravure PCC sur GaAs, la gravure PCI sur InP élargit le diamètre des trous par rapport au diamètre codé dans le PMMA. Une calibration du facteur de remplissage doit être effectuée.

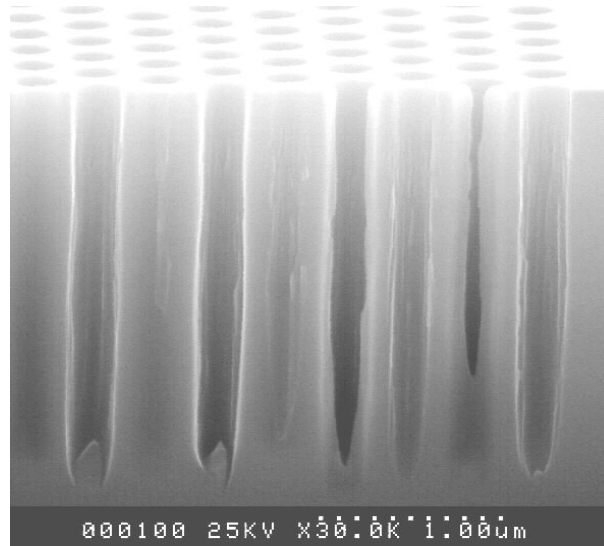


Figure 3.13: Cristaux photoniques gravés sur hétérostructure $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}_{1-x-y}$
[Photonic crystals etched trough an $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}_{1-x-y}$ heterostructure.]

3.6 Conclusion et perspectives

Nous avons développé un procédé de fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Les propriétés physiques des structures fabriquées répondent bien au cahier des charges. Leurs propriétés optiques atteignent l'état de l'art et seront décrites au chapitre suivant.

Ces résultats encourageants obtenus nous ont invités à explorer de nouvelles voies comme la fabrication de cristaux photoniques pour les longueurs d'onde micrométriques ou de cristaux photoniques sur substrat GaAs 111. J'ai eu l'opportunité de participer aux étapes préliminaires de ces projets et les premiers résultats obtenus sont très prometteurs.

- : valeur du paramètre inférieure à l'optimum
 + : valeur du paramètre supérieure à l'optimum

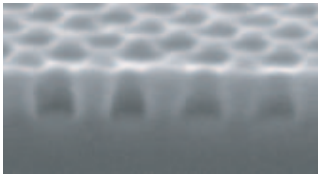
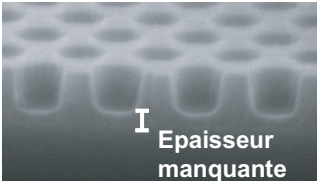
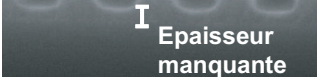



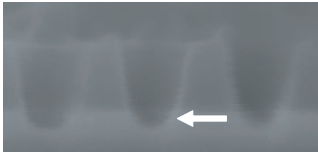
Observation	Exemple	Epaisseur PMMA		Epaisseur SiO ₂		Rapport [CF ₄]/[H ₂]		Puissance		Durée	
		-	+	-	+	-	+	-	+	-	+
Correction des effets de proximité peu efficace, flancs des trous révélés dans le PMMA peu verticaux			X								
Trous insuffisamment profonds (Couche de PMMA totalement consommée)		X							X		
Trous insuffisamment profonds (Couche de PMMA non totalement consommée)					X	X				X	
Trous de forme conique					X		X	X			
Trous de forme trapézoïdale							X	X			
Fonte du PMMA, absence de trous dans le SiO ₂									X		
Gravure de l'hétérostructure Ga/Al _x Ga _{1-x} As											X

Figure 3.14: Exemples de gravures non optimisées du masque de SiO₂
 [Examples of non-optimized process of the SiO₂ layer.]

- : valeur du paramètre inférieure à l'optimum
 + : valeur du paramètre supérieure à l'optimum

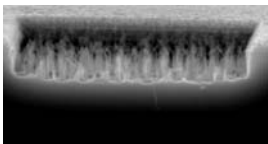
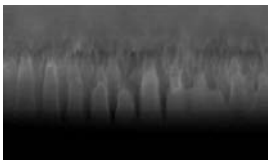
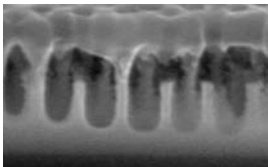
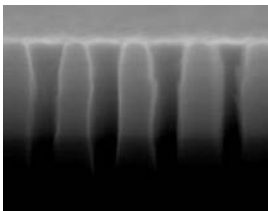
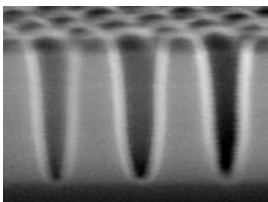
Observation	Exemple	Epaisseur SiO ₂		[SiCl ₄]		[Cl ₂]		[Ar]		[O ₂]		Puissance		Durée	
		-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+
Zone entièrement détruite		X							X				X		X
Zone partiellement détruite, restes de trous distinguables		X					X		X				X		X
Gaine supérieure en Al _{0,2} Ga _{0,8} As détruite							X								
Flancs non verticaux					X		0		X		X		X		
Trous peu profonds, masque de SiO ₂ non totalement consommé							0		X				X		X

Figure 3.15: Exemples de gravures non optimisées de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As
 [Examples of non-optimized etching of the GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure]

Chapitre 4

Caractérisation optique des cristaux photoniques

Pour valider le fonctionnement de structures à cristaux photoniques, il faut pouvoir déterminer expérimentalement leurs propriétés optiques. Les méthodes de caractérisation optique mesurent généralement l'effet d'une structure donnée sur différentes radiations lumineuses pour en déterminer les propriétés optiques élémentaires (coefficient de transmission, facteur de remplissage, pertes, etc). La connaissance de ces paramètres permet par exemple de valider, d'optimiser et de comparer différents procédés de fabrication des cristaux photoniques.

La technique de caractérisation optique la plus utilisée est la technique *end-fire* [73–75]. La structure étudiée est placée entre deux guides rubans. La lumière issue d'une source externe de longueur d'onde variable est injectée dans le premier guide et traverse avec la structure. La lumière transmise dans le second guide est ensuite collectée et comparée avec la lumière incidente. Comme le montage expérimental utilisé est très courant en opto-électronique, les premières caractérisations optiques de cristaux photoniques ont été réalisées avec cette technique. Cette dernière présente aussi l'avantage d'être proche des conditions d'utilisation des futurs circuits de l'optique intégrée (entrée et sortie par fibre optique). Il est cependant difficile de coupler de façon reproductible la lumière injectée dans le guide d'entrée. L'étude d'un grand nombre de structures est parfois laborieux et les mesures de transmission peuvent présenter une grande incertitude.

Ce chapitre étudie la caractérisation optique de cristaux photoniques avec la technique de la *source interne*. Après une présentation de la méthode de mesure et du montage expérimental utilisé, nous décrirons les structures de test utilisées pour mesurer les propriétés optiques des cristaux photoniques. Nous illustrerons ensuite cette technique avec les résultats de la caractérisation optique des cristaux photoniques fabriqués sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As au chapitre précédent.

4.1 Technique de la source interne

La caractérisation optique des cristaux photoniques par la technique de la source interne a été proposée pour la première fois en 1996 par C. Weisbuch, H. Benisty et D. Labilloy du laboratoire PMC de l'École Polytechnique (Palaiseau, France) [76].

4.1.1 Principe de fonctionnement

La technique de la source interne utilise des émetteurs de lumière (puits ou boîtes quantiques) insérés dans le cœur de l'hétérostructure pour créer une source lumineuse interne à l'échantillon. La photoluminescence est excitée localement par un laser et se couple au mode guidé de l'hétérostructure. La lumière guidée interagit avec le cristal photonique avant de sortir par une face clivée de l'échantillon. Elle est finalement collectée par un objectif de microscope et analysée spectralement (Fig. 4.1). Une mesure quantitative de la transmission s'obtient en prenant comme référence la lumière qui s'est propagée à travers une zone non gravée et dont la source est située à la même distance du bord clivé.

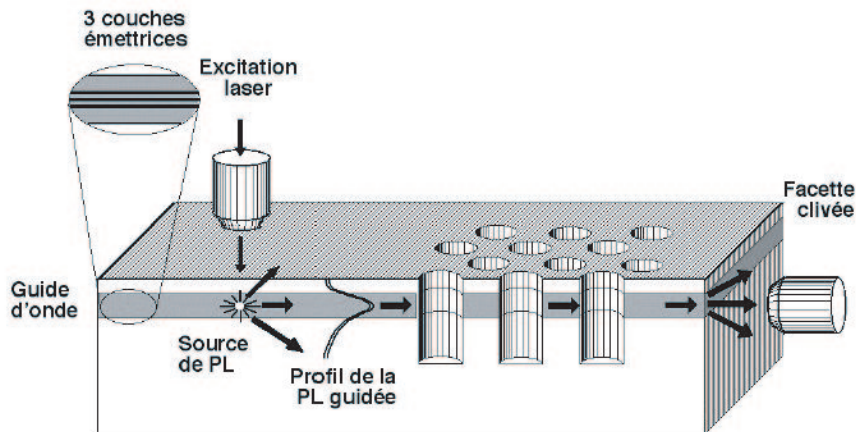


Figure 4.1: Principe de fonctionnement de la technique de la source interne: la photoluminescence de puits ou boîtes quantiques se couple au mode guidé de l'hétérostructure qui interagit avec le cristal photonique avant d'être collectée depuis une face clivée.

[Schematic of the internal light source method: the photoluminescence of quantum wells or dots couples to the guided mode of the heterostructure which is collected at a cleaved edge after interaction with the photonic crystal.]

La technique de la source interne possède plusieurs avantages par rapport aux techniques à source externe. Les mesures quantitatives de transmission sont plus fiables. Comme la source de lumière peut être facilement déplacée sur l'échantillon, un grand nombre de structures peut être rapidement mesuré. La source peut même être positionnée à l'intérieur de certaines structures (cavités par exemple).

La technique de la source interne présente aussi des inconvénients. L'étendue spectrale limitée de la photoluminescence nécessite l'utilisation de plusieurs périodes pour sonder une plage donnée d'énergies réduites (balayage lithographique, voir paragraphe 4.2.1.2). De plus, les pertes de propagation sont parfois importantes à cause de la réabsorption d'une partie de la lumière guidée par les puits ou boîtes quantiques. La technique guides couplés permet cependant de réduire ces pertes [77] (voir paragraphe 5.1).

4.1.2 Description des hétérostructures

4.1.2.1 Choix et optimisation des hétérostructures

Les hétérostructures doivent fournir à la fois le guidage et l'émission de la lumière utilisée pour sonder les cristaux photoniques avec la technique de la source interne.

Propriétés de guidage L'hétérostructure doit fournir un guidage vertical monomode de la lumière pour les polarisations TE et TM. L'épaisseur et la composition des couches peut être optimisée en fonction des propriétés physiques des trous fabriqués. La forme du mode guidé peut être ajustée pour minimiser son interaction avec le fond des trous et réduire les pertes [78]. Par exemple, si les trous sont peu profonds, l'épaisseur du cœur peut être légèrement augmentée pour réduire l'énergie du mode localisée dans la gaine inférieure.

Propriétés des émetteurs de lumière L'émission de lumière doit être intense et large spectralement pour minimiser le nombre de périodes nécessaires au balayage lithographique (voir paragraphe 4.2.1.2). Pour minimiser les pertes de propagation, les longueurs d'onde émises doivent être hors de la zone d'absorption principale du guide. Pour rendre la normalisation des mesures fiable, l'intensité de la photoluminescence doit être homogène sur la surface de l'échantillon. Une émission de lumière fortement polarisée ou au contraire isotrope pourra enfin être recherchée selon les situations étudiées.

4.1.2.2 Hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As

Les propriétés physiques et optiques des hétérostructures GaAs/Al_xGa_{1-x}As sont présentées dans le tableau de la figure 4.2.

Propriétés de guidage L'hétérostructure est formée d'un cœur de GaAs d'épaisseur 241 nm entouré de deux gaines d'Al_xGa_{1-x}As d'épaisseurs 330 nm (x=0.2) et 400 nm (x=0.8). L'AlAs pur d'indice faible n'est pas utilisé comme gaine. Il s'oxyde trop rapidement pour assurer une durée de vie satisfaisante aux échantillons. L'Al_{0.8}Ga_{0.2}As est plus résistant et son indice de réfraction est assez faible pour permettre le guidage côté substrat. Le guidage côté surface est assuré par l'air et côté substrat par la gaine en Al_{0.2}Ga_{0.8}As. En polarisation TE, l'hétérostructure possède un mode fondamental pair d'indice effectif $n_{eff} = 3.36$ et un mode impair d'indice effectif $n_{eff} = 3.13$. L'angle de réflexion interne du mode impair ($\theta = 26.4^\circ$) est supérieur à l'angle critique du GaAs ($\theta_c = 16.1^\circ$) et l'empêche de sortir par la face clivée. Il n'est pas collecté et ne perturbe pas les mesures. De plus ses pertes de propagation ($\alpha \approx 2500\text{cm}^{-1}$) sont très supérieures à celles du mode fondamental ($\alpha \approx 100\text{cm}^{-1}$). Notons enfin que l'asymétrie du profil d'indice décale le profil du mode guidé vers la surface et permet de minimiser son interaction avec le fond des trous.

Propriétés des émetteurs de lumière L'émission de lumière est assurée par 3 couches de boîtes quantiques InAs. L'émission latérale des boîtes est peu polarisée mais la lumière de polarisation TE se couple mieux au mode guidé. Le signal collecté par la facette est donc fortement polarisé TE. La photoluminescence est centrée autour de $\lambda_c = 1050\text{ nm}$ et sa largeur spectrale $\Delta\lambda$ est égale à 50 nm. Les pertes de propagation du mode fondamental TE sont de l'ordre de 120 cm^{-1} . Elles résultent principalement de la réabsorption des boîtes quantiques.

4.1.2.3 Hétérostructure InP/Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y}

Les propriétés physiques et optiques des hétérostructures InP/Ga_xIn_yAs_{1-x}P_{1-y} sont présentées dans le tableau de la figure 4.2.

Propriétés de guidage L'hétérostructure est formée d'un cœur de Ga_{0.24}In_{0.76}As_{0.52}P_{0.48} d'épaisseur 434 nm entouré de deux gaines d'InP d'épaisseurs 200 nm et 600 nm. Cette hétérostructure est monomode pour les polarisations TE et TM. L'indice effectif du mode

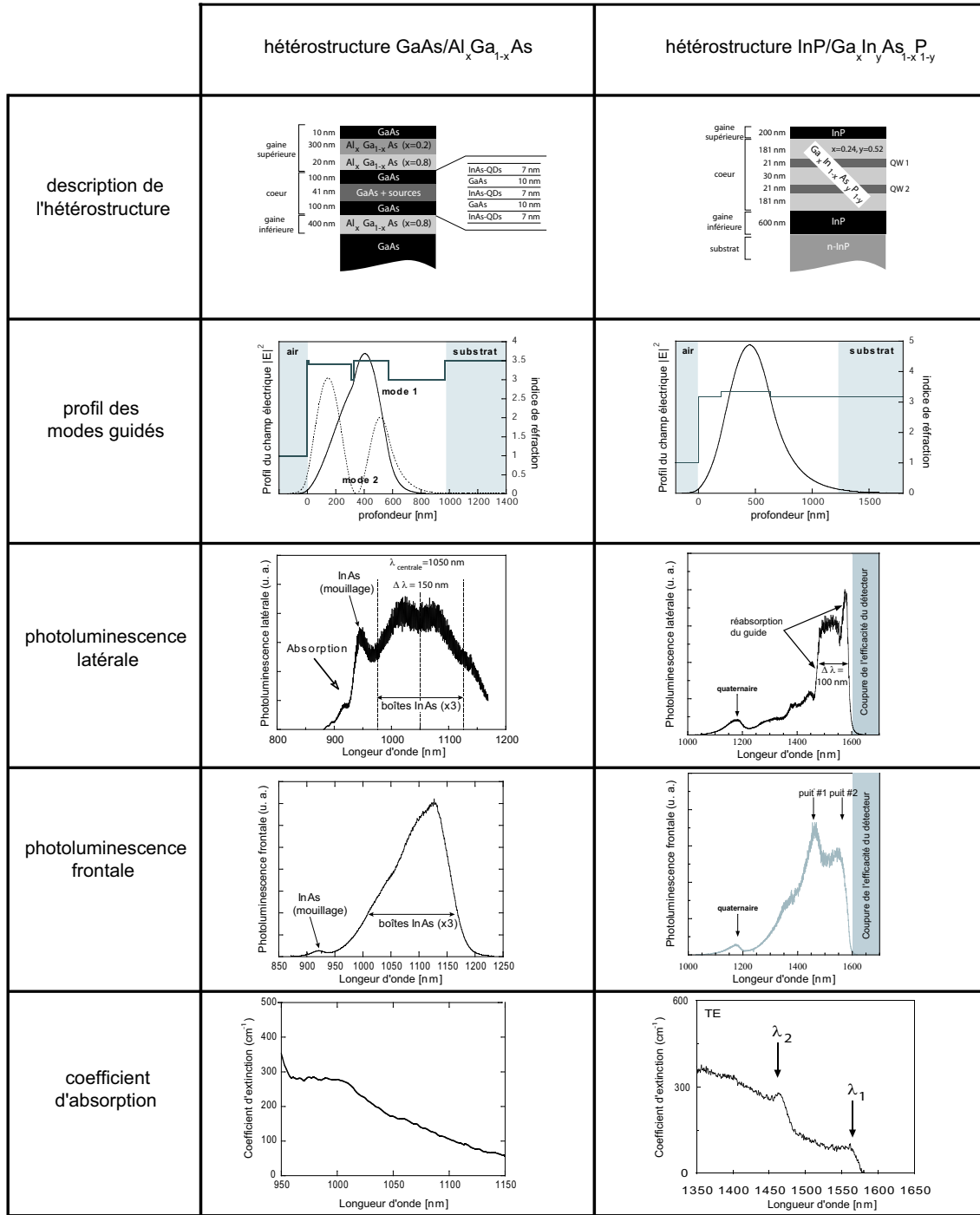


Figure 4.2: Tableau récapitulatif des propriétés physiques et optiques des hétérostructures utilisées.
[Summary of the physical and optical properties of the investigated heterostructures.]

fondamental TE est $n_{eff} = 3.24$. Le maximum du profil de ce mode est légèrement décalé par rapport au centre du cœur pour réduire la réabsorption des puits quantiques.

Propriétés des émetteurs L'émission de lumière est assurée par deux puits quantiques de longueurs d'onde d'émission $\lambda_1 = 1460$ nm et $\lambda_2 = 1565$ nm. La convolution des deux spectres d'émission produit une photoluminescence centrée autour de $\lambda_c = 1500$ nm. La largeur spectrale $\Delta\lambda$ est égale à 100 nm. L'émission de lumière des puits quantiques est moins adaptée

à la technique de la source interne que celle des boîtes quantiques. La largeur relative de la photoluminescence est plus faible et les pertes par réabsorption sont très importantes, de l'ordre de 600 cm^{-1} . L'utilisation de boîtes quantiques sur substrat InP est envisagée même si, mais les pertes par réabsorption ont été fortement réduites avec la technique des guides couplés [77] (voir paragraphe 5.1).

4.1.3 Montage expérimental

Le montage expérimental de l'EPFL utilise le même principe que le montage développé à l'École Polytechnique de Palaiseau [76,79]. Il a été élaboré en 2000 par R. Ferrini et R. Houdré et fonctionne indifféremment sur substrat GaAs ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) et sur substrat InP ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) [80].

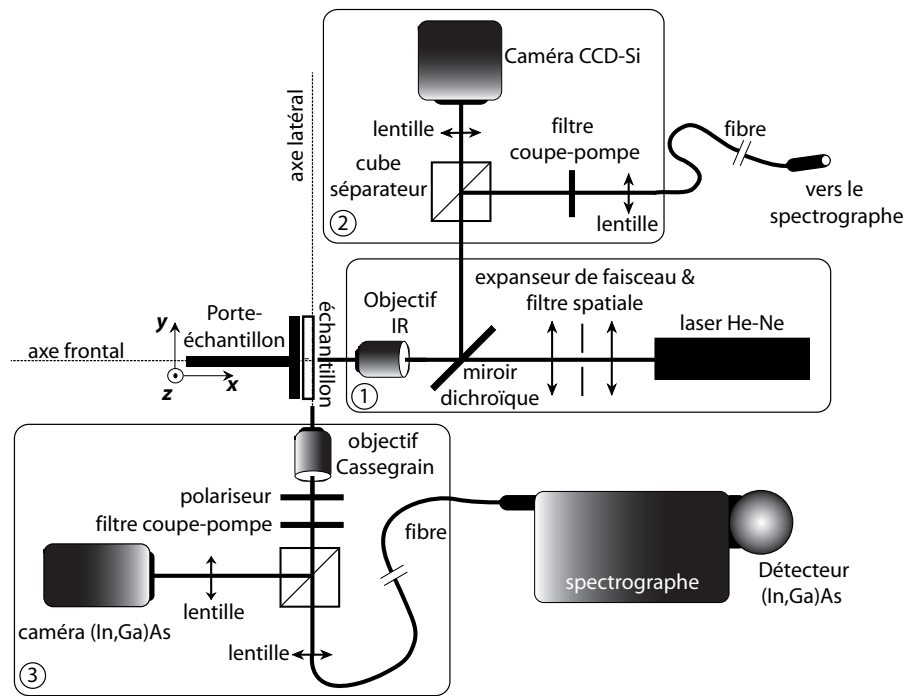


Figure 4.3: Montage expérimental utilisé pour les mesures par source interne: (1) Ligne d'excitation (2) Ligne de collection/imagerie frontale (3) Ligne de collection/imagerie latérale.

[Schematic representation of the experimental setup used for internal light source experiments: (1) Excitation line (2) Frontal collection/imaging line (3) Lateral collection/imaging line.]

4.1.3.1 Description des trois lignes optiques

Le montage expérimental peut se décomposer en 3 lignes optiques: la ligne d'excitation (1), la ligne de collection/imagerie frontale (2) et la ligne de collection/imagerie latérale (3) (Fig. 4.3).

(1) Ligne d'excitation Un laser He-Ne (20 mW, $\lambda = 633 \text{ nm}$) permet d'exciter la photoluminescence de la couche active. Le faisceau est d'abord étendu et filtré spatialement pour atteindre l'objectif de microscope avec le diamètre adéquat. L'objectif de microscope ($f = 200 \text{ mm}$, $\text{ON} = 0.4$) permet de focaliser le faisceau laser sur la surface de l'échantillon. Le diamètre final du spot d'excitation est égal à $\varnothing = 2.5 \mu\text{m}$ et fournit

une densité maximale de pompage de 340 kW/cm^2 . La position du spot d'excitation sur la surface est ajustée en déplaçant l'échantillon dans le plan perpendiculaire à la ligne d'excitation. L'échantillon est monté sur une tête goniométrique à 6 degrés de liberté.

- (2) **Ligne de collection/imagerie frontale** L'objectif de microscope permet aussi de collecter la lumière émise frontalement et de visualiser la surface de l'échantillon. La ligne de collection/imagerie frontale est orientée à 90° par rapport à la ligne d'excitation grâce à un filtre dichroïque orienté à 45° . Ce dernier réfléchit la photoluminescence tout en laissant passer le faisceau d'excitation à $\lambda = 633 \text{ nm}$. Le faisceau issu de l'émission frontale est ensuite séparé en deux par un cube séparateur. La première moitié est focalisée avec une lentille ($f = 40 \text{ cm}$) sur une caméra CCD-Si qui permet de visualiser le spot d'excitation et la surface de l'échantillon éclairée par une diode à 950 nm . La seconde moitié est couplée grâce à une lentille ($f = 25 \text{ cm}$) à une fibre optique multimode reliée au spectromètre. Un filtre coupe-pompe permet d'éliminer toute contribution parasite du laser d'excitation.
- (3) **Ligne de collection/imagerie latérale** La lumière émise par la face clivée est collectée par un objectif Cassegrain parfaitement achromatique (distance de travail = 8.6 mm , $ON = 0.5$). Un polariseur permet de sélectionner les composantes TE ou TM de la lumière collectée. Un filtre coupe-pompe élimine toute contribution parasite du laser d'excitation. Le faisceau est ensuite divisé en deux avec un cube séparateur. La première moitié est focalisée avec une lentille ($f = 50 \text{ cm}$) sur une caméra $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui permet de visualiser le signal qui sort de la face clivée. La seconde moitié est couplée avec une lentille ($f = 15 \text{ cm}$) à une fibre optique multimode reliée au spectromètre.

4.1.3.2 Description des signaux latéraux collectés

La photoluminescence excitée à l'intérieur de l'échantillon est émise dans toutes les directions. Elle peut atteindre l'objectif Cassegrain en empruntant trois canaux qui passent respectivement par l'air, par le substrat et par le guide (Fig. 4.4).

1. **Le signal qui se propage via l'air** provient d'une source située à la distance d de la face clivée. La focalisation se produit dans le plan situé à hauteur du point d'excitation. Lorsque la mise au point de l'objectif de microscope est effectuée sur la face clivée, le signal défocalisé apparaît sous forme d'un demi-cercle de rayon $d \times \tan(\theta_{ON})$: θ_{ON} est l'angle maximum de collection de l'objectif donné par $\sin(\theta_{ON}) = ON$, où ON est l'ouverture numérique de l'objectif.
2. **Le signal qui se propage via le substrat** d'indice n provient d'une source située à la distance d de la face clivée. La focalisation se produit donc dans le plan contenant la source virtuelle située à la distance d/n de la face clivée. Lorsque la mise au point de l'objectif de microscope est effectuée sur la face clivée, le signal défocalisé apparaît sous forme d'un demi-cercle de rayon $d/n \times \tan(\theta_{ON})$.
3. **Le signal qui se propage via le mode guidé** avec l'indice efficace n_{eff} apparaît comme une source virtuelle située à la distance d/n_{eff} de la face clivée. En pratique n et n_{eff} sont très proches et les plans de focalisation des signaux se propageant via le substrat et via le mode guidé sont confondus. Une fois sorti de l'échantillon, le signal du mode guidé se propage librement dans l'air. Un deuxième plan de focalisation est obtenu sur la face clivée où le signal apparaît comme une barre lumineuse de longueur $d/n_{eff} \times \tan(\theta_{ON})$.

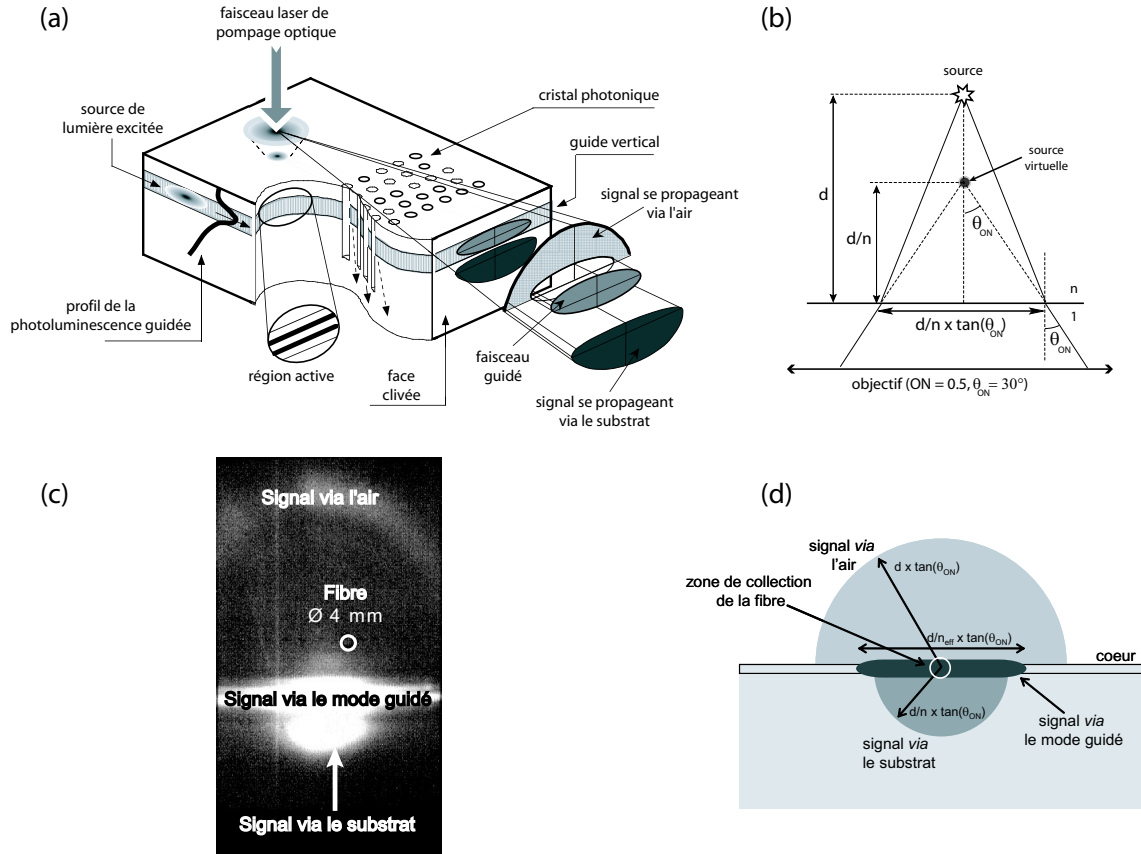


Figure 4.4: (a) Représentation schématique des trois canaux empruntés par la lumière (b) Construction géométrique indiquant la position de la source virtuelle et l'ouverture maximale du faisceau collecté par l'objectif (c) Image des trois signaux obtenue par la caméra $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour une optique focalisée sur la face clivée (d) Propriétés des trois signaux collectés depuis la face clivée.

[Schematic representation of the three light channels (b) Geometric construction which indicates the position of the virtual source and the maximal angle collected by the objective (c) Image of the three signals obtained with the $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ camera when the optics is focused on the cleaved facet (d) Properties of the three signals collected from the cleaved facet.]

Les trois signaux atteignent l'objectif Cassegrain qui les rassemble et les envoie vers le spectromètre. Comme seul le signal guidé doit être analysé, il faut s'assurer que les contributions des deux autres signaux n'affectent pas les mesures. En supposant que l'émission est isotrope, l'intensité de chaque signal est en bonne approximation proportionnelle à l'ouverture angulaire d'émission dans le canal correspondant. Pour les échantillons sur substrat InP, une analyse des angles limites montre que le mode guidé est bien majoritaire dans le signal total collecté par l'objectif Cassegrain [79,81].

La situation est encore plus favorable pour les échantillons sur substrat GaAs [76]. Les calculs sont analogues pour les signaux issus de mode guidé et de l'air et la différence concerne le signal issu du substrat. Dans le cas InP, la gaine inférieure du guide est constituée du substrat d'InP: la lumière émise dans le coeur peut être réfractée dans le substrat avec des coefficients de Fresnel non nuls. Dans le cas GaAs, la lumière émise dans le coeur du guide en GaAs doit traverser la gaine inférieure d' $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ par effet tunnel pour atteindre le substrat GaAs. Le signal issu du substrat est donc beaucoup moins intense et émis à des

angles plus importants.

Enfin, seule la fraction du signal collectée par l'objectif Cassegrain qui est couplée à l'entrée de la fibre est envoyée vers le spectromètre. En tenant compte du diamètre de la fibre (Fig. 4.4(d)), on montre que cette fraction vaut environ 30 % pour le signal issu du mode guidé, moins de 10 % pour celui issu du substrat et moins de 1 % pour celui issu de l'air [79]. Le signal analysé dans le spectromètre est donc bien dominé par le mode guidé.

4.1.3.3 Analyse spectrale

Un spectromètre de longueur focale $f = 46$ cm est utilisé pour l'analyse spectrale de la lumière collectée. Ce spectromètre est équipé de 2 réseaux. Le premier réseau possède 150 traits/mm et offre une résolution de 0.7 nm/pxl sur une plage spectrale de 360 nm autour de 1500 nm. Le second réseau possède 900 traits/mm et offre une résolution de 0.08 nm/pxl sur une plage spectrale plus restreinte de 40 nm autour de 1500 nm. Le choix du réseau dépend du type de mesure effectuée. Par exemple, le spectre de transmission d'un cristal photonique est analysé avec le réseau à 150 traits/mm tandis que les modes propres d'une cavité sont étudiés avec le réseau à 900 traits/mm.

Le détecteur se compose de deux barres entrelacées de 256 pixels refroidies à 77 K par azote liquide. Chaque pixel est constitué d'une photodiode d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de taille $50\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ reliée à son propre circuit amplificateur. Le domaine de sensibilité des photodiodes s'étend de 0.9 à 1.7 μm avec une efficacité quantique supérieure à 75% entre 1.0 à 1.6 μm . Ces spécifications permettent d'étudier à la fois les échantillons GaAs ($\lambda \approx 1\ \mu\text{m}$) et InP ($\lambda \approx 1.5\ \mu\text{m}$). Chaque circuit amplificateur peut fonctionner selon deux modes d'amplification qui se différencient par le rapport bruit/signal et la dynamique accessible.

4.2 Structures et méthodes de caractérisation optique

Pour optimiser la fabrication des cristaux photoniques, il faut pouvoir quantifier et comparer les propriétés optiques de cristaux fabriqués avec des procédés différents. Des échantillons tests normalisés ont été développés pour déterminer ces propriétés optiques avec un minimum de mesures.

Un échantillon test standard contient deux types de structures: des **pavés de cristaux photoniques** pour étudier les périodes situées dans les bandes de transmission et des **cavités Fabry-Pérot** pour étudier les périodes situées dans la bande interdite photonique (Fig. 4.5).

4.2.1 Pavés de cristaux photoniques

4.2.1.1 Description

Les pavés de cristaux photoniques sont formés de 4 ou 8 rangées de trous orientés selon les directions ΓM et ΓK . Les périodes s'étendent de 180 nm à 300 nm sur substrat GaAs et de 240 nm à 600 nm sur substrat InP. Un pas de 20 nm permet le recouvrement nécessaire à la reconstruction de la courbe de transmission par la technique de balayage lithographique (voir paragraphe 4.2.1.2).

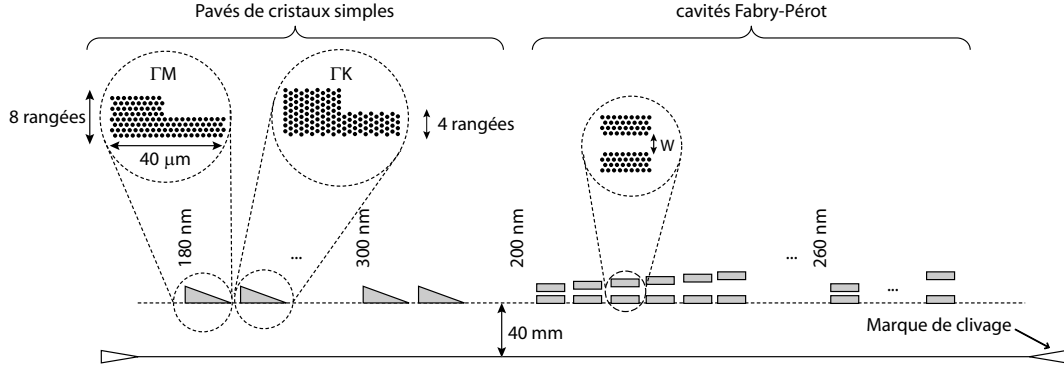


Figure 4.5: Exemple d'échantillon test avec des pavés de cristaux photoniques et des cavités Fabry-Pérot

[Typical test sample with photonic crystal slabs and Fabry-Pérot cavities]

4.2.1.2 Principe de la mesure

La figure 4.6(a) illustre le principe de la mesure des pavés de cristaux photoniques. La transmission à travers le pavé de période a_1 est obtenu en normalisant l'intensité $I_1(\lambda)$ mesurée à travers le pavé par l'intensité $I_0(\lambda)$ mesurée à travers une zone non gravée. Le déplacement du spot d'excitation se fait à distance constante d_e du bord clivé. Seules les valeurs de la transmission pour lesquelles la photoluminescence est suffisamment intense sont utilisées.

En unités réduites, la période a_1 permet de balayer les valeurs comprises entre $u_{min} = a_1/\lambda_{max}$ et $u_{max} = a_1/\lambda_{min}$, où λ_{min} et λ_{max} sont les valeurs minimales et maximales de la plage de longueurs d'ondes utilisées. Le spectre global de transmission est construit en mesurant des pavés de périodes échelonnées (Fig. 4.6(b)). Ce procédé porte le nom de *balayage lithographique* (*Lithographic tuning*).

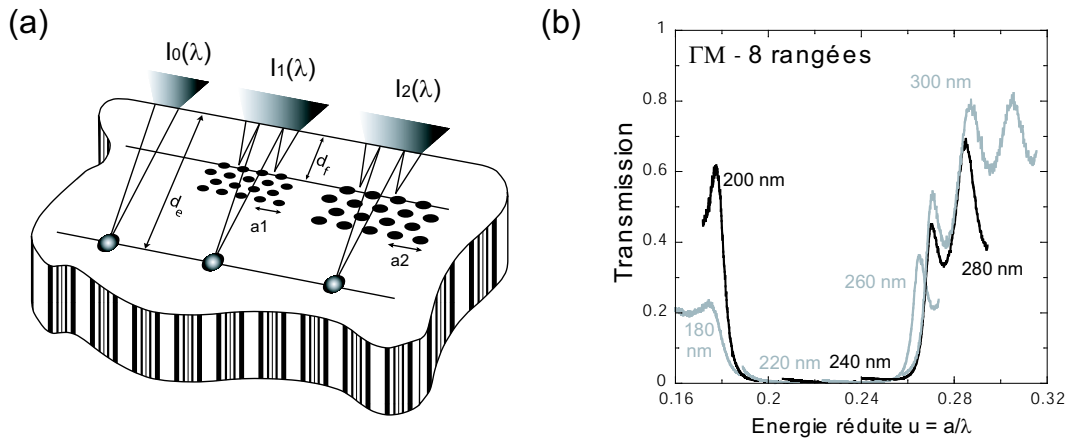


Figure 4.6: Mesure de la transmission de pavés de cristaux photoniques. La distance entre la structure et la facette (d_f) et la distance d'excitation (d_e) sont gardées constantes. La référence $I_0(\lambda)$ est prise dans une région sans structures. Les spectres $I_1(\lambda), I_2(\lambda), \dots$ sont mesurés sur des cristaux photoniques de différentes périodes.

[Experimental configuration for simple PhC transmission measurements. The distance between the pattern and the facet (d_f) and the excitation distance (d_e) is kept constant. The reference $I_0(\lambda)$ is taken in an unetched area and $I_1(\lambda), I_2(\lambda), \dots$ spectra are collected from PhC slabs with different periods.]

4.2.1.3 Analyse des résultats

Les spectres de transmission expérimentaux sont comparés aux spectres calculés par simulation FDTD. Les paramètres ajustables sont le facteur de remplissage f et les paramètres de pertes ϵ'' (voir paragraphe 1.2.7). En théorie, la transmission doit être plus faible dans la bande d'air que dans la bande diélectrique car le champ électrique confiné dans les trous subit des pertes plus importantes [82]. Les mesures d'échantillons InP confirment bien ce résultat. Sur échantillon GaAs, les trous de la bande diélectrique ont des diamètres très faibles et sont plus difficiles à fabriquer. Leur mauvaise qualité explique la meilleure transmission mesurée dans la bande diélectrique pour ce type d'échantillon. L'ajustement des simulations FDTD fournit donc généralement des valeurs différentes de f et ϵ'' pour les deux bandes de transmission.

En résumé, la caractérisation optique des pavés permet de mesurer les propriétés optiques des cristaux photoniques dont les périodes correspondent aux bandes de transmission. Les paramètres f_{diel} et f_{air} donnent les diamètres des trous et les paramètres ϵ''_{diel} et ϵ''_{air} quantifient les pertes.

4.2.2 Cavités Fabry-Pérot

4.2.2.1 Description

Les cavités Fabry-Pérot étudiées sont constituées de 2 pavés de quatre rangées de cristaux photoniques ΓM séparés d'une distance W . Les périodes utilisées permettent de couvrir la bande interdite photonique. Elle s'étendent généralement de 200 nm à 260 nm sur substrat GaAs et de 320 nm à 480 nm sur substrat InP. Les largeurs sont comprises entre $W/a = 1.6$ et $W/a = 2.1$ avec un pas de 0.1. Ces largeurs échelonnées permettent d'obtenir pour chaque période au moins un pic dans la bande interdite.

4.2.2.2 Principe de la mesure

La mesure des cavités Fabry-Pérot est analogue à celle des pavés (Fig. 4.7(a)). Seules les cavités dont la largeur donne un pic situé dans la bande interdite photonique sont analysées. La figure 4.7(b) montre un spectre de transmission typique.

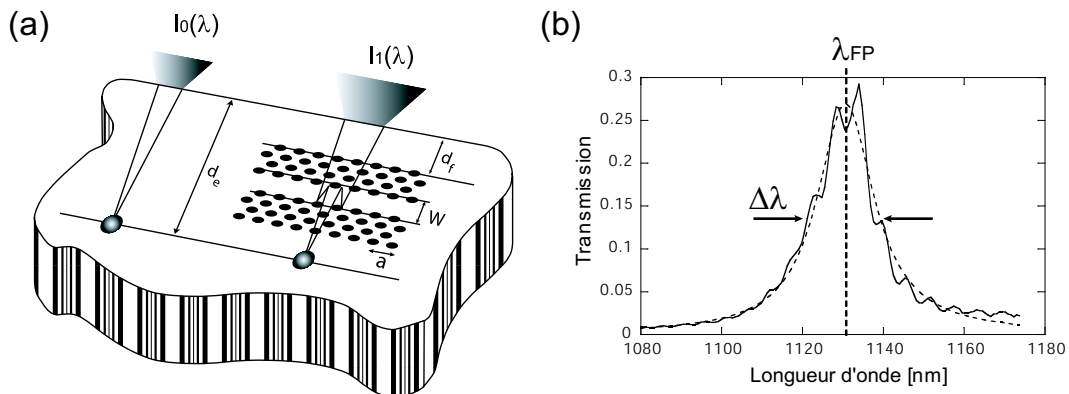


Figure 4.7: (a) Mesure de la transmission d'une cavité Fabry-Pérot (b) Spectre de transmission typique d'une cavité Fabry-Pérot.

[(a) Transmission measurement of a Fabry-Pérot cavity. (b) Typical transmission spectra of a Fabry-Pérot cavity.]

4.2.2.3 Analyse des résultats

Les spectres expérimentaux de transmission des cavités Fabry-Pérot peuvent être analysés par simulation FDTD ou par comparaison avec des fonctions d'Airy.

Dans le cas des simulations FDTD, les paramètres ajustables sont le facteur de remplissage f et le paramètre de pertes ϵ'' . La valeur de la longueur d'onde centrale du pic Fabry-Pérot λ_{FP} permet de déterminer assez précisément le facteur de remplissage f . Le paramètre ϵ'' est lié au maximum de transmission du pic dont l'incertitude expérimentale est élevée pour les mesures étudiées: les pertes déduites des simulations FDTD sont donc peu précises. Pour les quantifier et déterminer d'autres paramètres comme la réflectivité des miroirs, il est possible d'analyser la forme du spectre avec une fonction d'Airy.

La transmission T_{FP} à travers une cavité Fabry-Pérot de largeur W , constituée de 2 miroirs de coefficients de réflexion et transmission R et T , et située dans un milieu de coefficient d'absorption α est donné par la formule suivante [41,83]:

$$T_{FP} = \frac{T^2}{|1 - Re^{-\alpha W} e^{j2\phi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha W} - 2Re^{-\alpha W} \cos(2\phi)} \quad (4.1)$$

où 2ϕ est la différence de phase sur un aller-retour dans la cavité. La différence de phase 2ϕ résulte de deux contributions:

$$2\phi = 2\phi_0 + 2\phi' \quad (4.2)$$

La contribution $2\phi_0$ provient de la propagation de l'onde sur la distance $2W$ et s'écrit: $2\phi_0 = 2kW = 4\pi n_{\text{eff}} W / \lambda$ où λ est la longueur d'onde et n_{eff} l'indice du milieu. La contribution $2\phi'$ provient de la réflexion des miroirs ($r = |r| \cdot e^{j\phi'}$).

Dans les cavités à cristaux photoniques, le champ électromagnétique pénètre légèrement dans les miroirs. La littérature tient généralement compte de cet effet en attribuant une largeur effective à la cavité donnée par $W_{\text{eff}} = W + 2L_p$, où L_p est la profondeur de pénétration du champ. Cette profondeur de pénétration dépend de nombreux paramètres comme la longueur d'onde considérée. Une telle approche phénoménologique peut paraître discutable car la largeur de la cavité W_{eff} devient par exemple fonction de la longueur d'onde considérée. Mais l'approche peut se justifier en étudiant les variations du déphasage autour de la longueur d'onde de résonance [84]. On montre que l'interprétation physique du modèle est correcte en définissant la longueur de pénétration par:

$$L_p = -\frac{\lambda^2}{4\pi n_{\text{eff}}} \left. \frac{d\phi'}{d\lambda} \right|_{\lambda_{FP}} \quad (4.3)$$

Pour analyser les résultats des mesures de cavités Fabry-Pérot à cristaux photoniques, nous écrivons finalement la transmission sous la forme suivante:

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha W_{\text{eff}}} - 2Re^{-\alpha W_{\text{eff}}} \cos\left(2\pi m \frac{\lambda_{FP}}{\lambda}\right)} \quad (4.4)$$

où m est l'ordre du pic Fabry-Pérot et λ_{FP} sa longueur d'onde centrale. La détermination des différents paramètres se fait dans l'ordre suivant:

1. L'énergie λ_{FP} est donnée par le maximum du spectre de transmission expérimental.

2. Le coefficient d'absorption α est celui de l'hétérostructure guidante à l'énergie λ_{FP}
3. L'ordre de la cavité m peut-être déduit de la quantité $2n_{eff}W/\lambda_{FP}$, où W est la largeur réelle de la cavité. En tenant compte des valeurs typiques de L_p connues, la valeur correcte de l'entier m n'est généralement pas équivoque. Nous avons $m = 4$ pour les cavités étudiées.
4. La largeur effective W_{eff} de la cavité est déduite de m avec $W_{eff} = m\lambda_{FP}/(2n_{eff})$
5. Les coefficients de réflexion et transmission R et T sont obtenus en ajustant le spectre expérimental et le spectre de transmission théorique obtenu à l'aide de la formule 4.4. Les valeurs des autres paramètres utilisées dans la formule 4.4 sont celles qui ont été déterminées ci-dessus.
6. Enfin, le facteur de qualité $Q = \lambda_{FP}/\Delta\lambda$ de la cavité est déterminé en mesurant la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ du pic expérimental.

En résumé, la caractérisation optique des cavités Fabry-Pérot permet de mesurer les propriétés optiques des cristaux photoniques dont les périodes correspondent aux bandes interdites photoniques. Les paramètres mesurés sont le facteur de remplissage et les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs de la cavité. Comme le paramètre ϵ'' est difficile à déterminer avec précision, les pertes sont traduites par le facteur de qualité Q des cavités Fabry-Pérot.

4.3 Caractérisation optique de cristaux photoniques GaAs

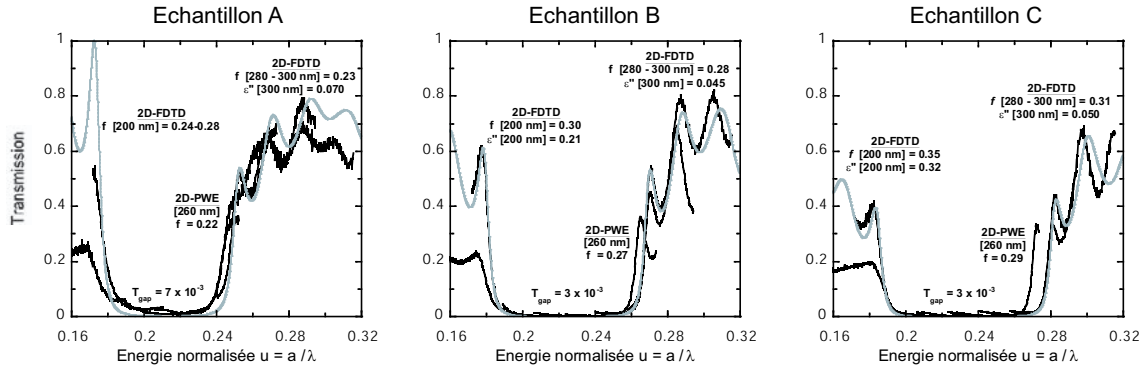
Cette partie présente les résultats de la caractérisation optique de trois échantillons test fabriqués à l'EPFL sur hétérostructure GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Cette série de mesure avait pour objectif la calibration du facteur de remplissage. Les diamètres codés par lithographie électronique sont en effet réduit d'environ 30-35 % à la fin de notre procédé de fabrication (voir paragraphe 3.4.3). Comme le pourcentage de réduction dépend de la valeur du diamètre, une calibration est nécessaire pour pouvoir anticiper cette réduction sur les diamètres codés afin d'obtenir les diamètres désirés. Les trois échantillons présentés (A, B et C) possèdent les mêmes structures de test. Ils se distinguent uniquement par leurs facteurs de remplissage codés qui sont échelonnés ($f_c \approx 40, 60 \text{ \& } 70\%$).

4.3.1 Mesures de pavés

La figure 4.8(a) présente les spectres de transmission mesurés sur des pavés de 8 rangées de cristaux photoniques orientés selon la direction ΓM . Les périodes étudiées s'échelonnent entre 180 nm et 300 nm avec un pas de 20 nm. Les valeurs du facteur de remplissage f et du paramètre de pertes ϵ'' déduites des simulations FDTD sont résumées dans le tableau (b) de la figure 4.8.

Le facteur de remplissage de l'échantillon A est faible. Les trous sont difficiles à fabriquer et peu profonds (voir paragraphe 3.4.3). Les pertes sont donc relativement importantes ($\epsilon'' = 0.07$).

Le facteur de remplissage des échantillons B et C est plus élevé. Les trous correspondants sont plus profonds et de meilleure qualité. Les pertes sont donc plus faibles que pour l'échantillon A. Cet effet apparaît aussi au niveau de la transmission résiduelle dans la bande interdite photonique qui vaut 7.10^{-3} pour l'échantillon A et seulement 3.10^{-3} pour



(a)

Cristaux simples, 8 rangées, direction ΓM	Bande diélectrique (a = 200 nm)		Bande photonique interdite (a = 220-260 nm)	Bande d'air (a = 280-300 nm)	
	Facteur de remplissage f	Paramètre de pertes ϵ''	Transmission	Facteur de remplissage f	Paramètre de pertes ϵ''
Echantillon A	0.24 -0.28	-	7×10^{-3}	0.23	0.070
Echantillon B	0.30	0.21	3×10^{-3}	0.28	0.045
Echantillon C	0.35	0.32	3×10^{-3}	0.31	0.050

(b)

Figure 4.8: (a) Spectres de transmission de pavés de 8 rangées de cristaux photoniques orientés selon la direction ΓM . Les 3 échantillons présentés (A, B & C) ont été fabriqués avec des facteurs de remplissages croissants. (b) Valeurs du facteur de remplissage f et du paramètre de pertes ϵ'' déduits des simulations FDTD.

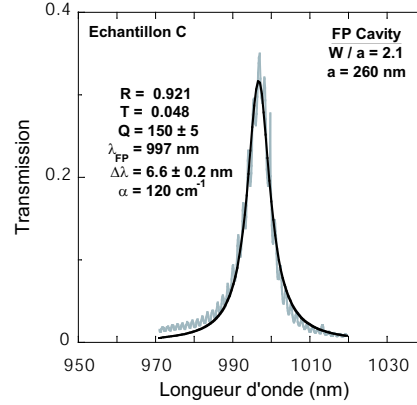
[(a) Transmission spectra of 8 rows of simple crystals oriented along the ΓM direction. Three samples fabricated with increasing filling factors (A, B & C) are presented. (b) Values of the filling factor f and the loss parameter ϵ'' deduced from FDTD simulations.]

les échantillons B et C. Enfin, le paramètre ϵ'' est plus important pour l'échantillon C que pour l'échantillon B car les diamètres de trous sont plus grands et augmentent les pertes hors-plan.

4.3.2 Mesures de cavités Fabry-Pérot

Les largeurs des cavités Fabry-Pérot étudiées sont comprises entre $W/a = 1.8$ et 2.1 avec un pas de 0.1 . Les périodes valent 220 nm, 240 nm et 260 nm. La figure 4.9(a) montre le spectre de transmission de la meilleure cavité mesurée (Échantillon C, $a = 260$ nm, $W/a = 2.1$). Les valeurs de λ_{FP} , $\Delta\lambda$, Q , et T obtenues pour les cavités mesurées sont résumées dans le tableau (b) de la figure 4.9. Quand l'énergie de résonance du pic Fabry-Pérot est située hors de la bande interdite photonique, la cavité ne peut pas être caractérisée, c'est pourquoi certains résultats ne sont pas disponibles. Les facteurs de remplissage déduits de la position des pics Fabry-Pérot sont présentés dans la figure 4.10 et seront commentés dans le paragraphe 4.3.3.

Le facteur de qualité Q permet de quantifier indirectement les pertes pour les périodes de la bande interdite photonique. Les résultats montrent que les facteurs de qualité sont d'autant plus grand que la période et le facteur de remplissage sont grands, c'est-à-dire que



(a)

Echantillon A	a = 220 nm				a = 240 nm				a = 260 nm			
	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T
W/a=1.8	1015	31	30	0.1	1087	19	60	0.32				
W/a=1.9	1041	32	30	0.1	1122	20.6	55	0.12				
W/a=2.0	1077	36	30	0.15								
W/a=2.1												

Echantillon B	a = 220 nm				a = 240 nm				a = 260 nm			
	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T
W/a=1.8	982	14	70	0.266	1044	9	115	0.246	1126	11	100	0.286
W/a=1.9	1018	12	85	0.25	1085	9	120	0.244				
W/a=2.0	1054	13	80	0.26	1126	10	110	0.246				
W/a=2.1	1090	14	80	0.40								

Echantillon C	a = 220 nm				a = 240 nm				a = 260 nm			
	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T	λ_{FP} (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	T
W/a=1.8	966	10	97	0.19	1034	7.5	140	0.25	1108	8	140	0.25
W/a=1.9	1003	11	90	0.24	1075	7.5	140	0.22	1150	12	100	0.224
W/a=2.0	1043	10	100	0.28	1118	10	110	0.294				
W/a=2.1	1078	11	100	0.276	1154	11	105	0.37	997	6.6	150	0.344

(b)

Figure 4.9: (a) Spectre de transmission d'une cavité Fabry-Pérot constituée de 2 pavés de 4 rangées de cristaux photoniques orientés selon la direction ΓM et espacés de $W/a = 2.1$. (b) Valeurs des paramètres déduites de la comparaison des résultats expérimentaux et des simulations FDTD.

[Transmission spectrum of a Fabry-Pérot cavity made of 2 slabs of 4 rows of simple crystals oriented along the ΓM direction. The distance between the 2 mirrors is $W/a = 2.1$. (b) Quantitative values of the parameters deduced from FDTD simulations.]

les diamètres des trous sont grands. Le maximum est atteint sur l'échantillon C pour la cavité $W/a = 2.1$ de période $a = 260$ nm qui possède un facteur de qualité $Q=150$. Ce résultat montre que notre gravure de cristaux photoniques sur hétérostructure GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ atteint des performances très satisfaites. Les meilleurs résultats connus sur ce type de structure atteignent $Q=70$ en utilisant la technologie ECR [85].

4.3.3 Calibration du facteur de remplissage

Les mesures effectuées sur les pavés de cristaux simples et les cavités Fabry-Pérot permettent de connaître le facteur de remplissage obtenu pour chaque période des échantillons A, B et C. Sa valeur est généralement plus faible comparée à celle qui a été codée initialement par lithographie électronique. Cette différence provient de notre procédé de fabrication dont plusieurs étapes réduisent le diamètre des trous (voir paragraphe 3.4.3). Mais ce phénomène peut être anticipé en codant au départ des trous plus grands dans le masque de PMMA. Les mesures effectuées sur les échantillons A, B et C permettent de calibrer les diamètres à coder en fonction des diamètres désirés (Fig. 4.10).

Les trous obtenus ont un diamètre environ 30% inférieur à celui des trous codés. L'effet est plus important sur le facteur de remplissage qui varie comme le carré du diamètre: le facteur de remplissage obtenu vaut environ 50% du facteur de remplissage codé. Les résultats de la calibration sont assez cohérents sur les différentes périodes (Fig. 4.10(b) et 4.10(c)). Le diamètre obtenu peut donc être anticipé de façon satisfaisante par une fonction linéaire du diamètre codé. Les trous d'un réseau triangulaire percolent malheureusement quand le facteur de remplissage codé atteint 91 %. En conservant la marge de sécurité nécessaire, il nous est aujourd'hui impossible de fabriquer des cristaux photoniques de facteur de remplissage supérieur à 40 %.

4.4 Conclusion et perspectives

La caractérisation optique par la technique de la source interne permet de déterminer rapidement et simplement les propriétés optiques élémentaires de cristaux photoniques planaires. Cette technique est particulièrement efficace lors du développement d'un procédé de fabrication. Un nombre très limité de structures suffit à quantifier les propriétés optiques élémentaires des cristaux fabriqués: facteur de remplissage, coefficient de pertes, etc. Les paramètres obtenus sur différents échantillons de test peuvent être facilement comparés pour optimiser le procédé de fabrication. Cette méthode a été utilisée pour optimiser la fabrication des cristaux photoniques sur hétérostructures $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}_{1-x}\text{P}_{1-y}$ étudiés dans cette thèse.

L'utilisation de la technique de la source interne ne se limite pas à la caractérisation optiques de structures simples. Nous verrons dans les chapitres suivants que cette méthode est aussi très efficace pour étudier des composants optiques plus complexes à base de cristaux photoniques.

Période	Echantillon	Diamètre codé (nm)	Diamètre obtenu (nm)	Facteur de remplissage codé (%)	Facteur de remplissage obtenu (%)
a = 180 nm	A	124	89	43	22
	B	144	98	58	27
	C	156	112	68	35
a = 200 nm	A	136	107	42	26
	B	160	115	58	30
	C	172	124	67	35
a = 220 nm	A	148	106	41	21
	B	176	118	58	26
	C	192	122	69	28
a = 240 nm	A	168	118	44	22
	B	196	138	60	30
	C	212	140	71	31
a = 260 nm	A	180	128	43	22
	B	212	142	60	27
	C	228	150	70	30
a = 280 nm	A	196	141	44	23
	B	228	156	60	28
	C	248	164	71	31
a = 300 nm	A	208	151	44	23
	B	244	167	60	28
	C	264	175	70	31

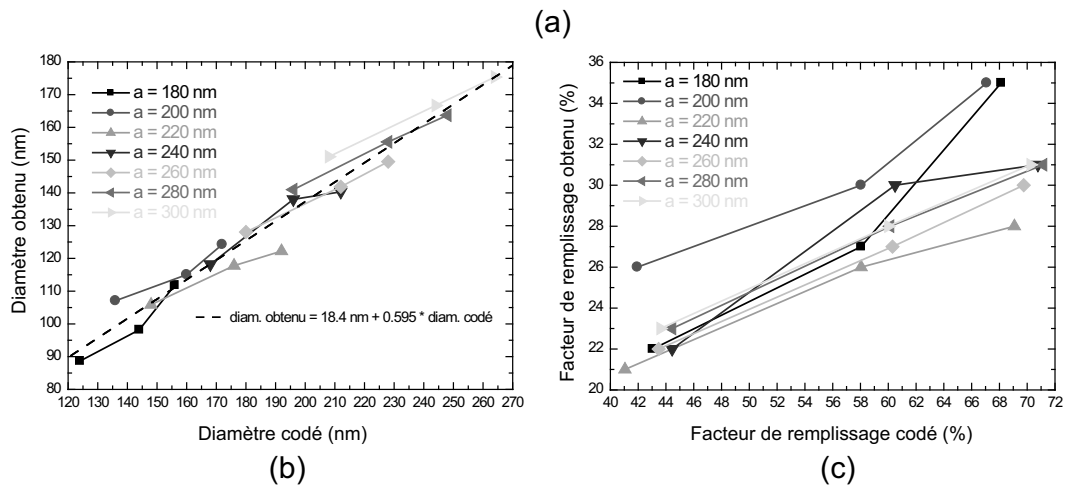


Figure 4.10: (a) Tableau récapitulatif des diamètres et facteurs de remplissage codés et mesurés pour les différents échantillons et les différentes périodes (b) Diamètres obtenus en fonction des diamètres codés (c) Facteurs de remplissage obtenus en fonction des facteurs de remplissages codés.

[Summary of the coded and measured diameters and filling factors for the different samples and periods (b) Measured diameters as a function of the coded diameters (c) Measured filling factors as a function of the coded filling factors.]

Chapitre 5

Extensions de la technique de la source interne

La technique de la source interne étudiée au chapitre IV permet la caractérisation optique des cristaux photoniques. Elle a été conçue à l'origine pour étudier les propriétés des bandes interdites photoniques. Comme ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement à la propagation de la lumière dans les bandes de transmission, la technique a été adaptée pour répondre aux exigences spécifiques de cette étude.

Les pertes de propagation du mode guidé doivent être minimales pour permettre d'étudier la propagation de la lumière dans de grandes structures. Avec la technique de la source interne, le mode guidé est fortement ré-absorbé par les émetteurs de lumière, surtout dans le cas de puits quantiques. La **technique des guides couplés** [77] présentée dans la partie 5.1 permet d'éliminer cette source de perte.

L'étude d'une composant optique compare généralement les propriétés de la lumière entre l'entrée et la sortie. Il est parfois intéressant de connaître les transformations du champ électromagnétique lors de sa propagation dans la structure étudiée. La technique de **detection frontale résolue spatialement** [86] présentée dans la partie 5.2 utilise la fraction de lumière guidée diffusée vers l'air par les trous pour obtenir ces informations.

5.1 Réduction des pertes par la technique des guides couplés

Par principe, la technique de la source interne utilise des hétérostructures pourvues d'émetteurs de lumière qui engendrent de fortes pertes par réabsorption. Même si une double épitaxie permet de déposer les puits ou boîtes quantiques dans une zone restreinte de la plaque (*wafer*), cette solution reste très délicate à mettre en œuvre. Les émetteurs de lumière présents sur l'ensemble de la plaque conduisent ainsi à des pertes de propagation de l'ordre de 100 cm^{-1} pour les boîtes quantiques InAs et $200\text{-}300 \text{ cm}^{-1}$ pour les puits quantiques $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

Ces fortes pertes de propagation peuvent rendre impossible l'étude de structures longues: le signal de sortie est trop faible pour être mesuré. Une autre situation problématique concerne la mesure des pertes de propagation dans un guide à cristaux photoniques. Les pertes du mode fondamental sont de l'ordre de 30 cm^{-1} [87]. La technique de la source interne permet en principe de les mesurer en analysant l'atténuation de l'intensité lumineuse collectée à la sortie de guides de longueurs échelonnées. Les pertes du mode guidé sont déterminées en soustrayant les pertes dues à la réabsorption des émetteurs aux pertes totales mesurées. Mais

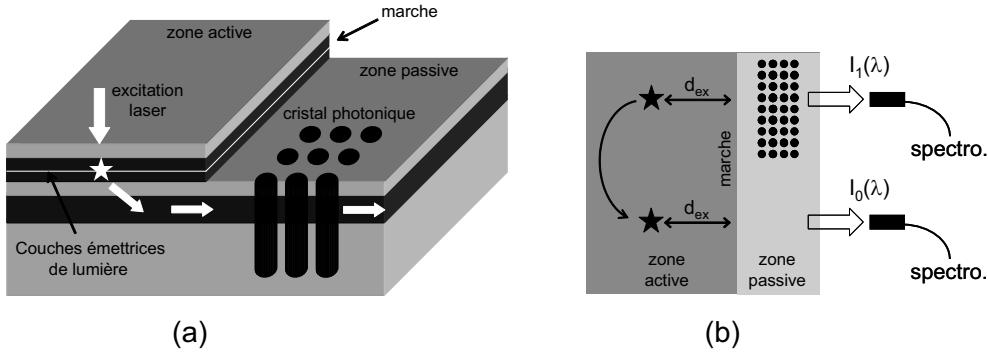


Figure 5.1: Technique des guides couplés pour supprimer les pertes par réabsorption: (a) Représentation schématique des échantillons (b) Mesure du coefficient de transmission d'une structure à cristaux photoniques.
[Coupled waveguide technique used to suppress reabsorption losses: (a) Schematic representation of the sample (b) Transmission measurement of a photonic crystal structure.]

cette méthode n'est pas fiable car les pertes par réabsorption sont connues avec une précision du même ordre de grandeur que les pertes modales. La technique des guides couplés présentée dans cette partie permet de résoudre ces problèmes.

5.1.1 Principe de fonctionnement

La figure 5.1(a) présente le principe de fonctionnement de la technique des guides couplés. Les échantillons se divisent en une zone active et une zone passive. La zone active est formée d'un guide inférieur passif et d'un guide supérieur actif dans lequel sont insérés les émetteurs de lumière. Une gravure chimique de la gaine supérieure et du cœur du guide supérieur actif permet de définir localement une zone passive qui ne contient que le guide inférieur. Une marche sépare donc les deux zones. Les cristaux photoniques sont gravés dans la zone passive. Lorsque les émetteurs du guide supérieur sont excités par le laser de pompe, une partie de la lumière émise se couple au guide inférieur et est transférée dans la zone passive au niveau de la marche. La technique des guides couplés utilise cette lumière pour sonder les cristaux photoniques de la zone passive. Cette méthode de couplage vertical entre deux structures guidantes est connue et très utilisée dans l'industrie. Des solutions élaborées permettent d'obtenir un transfert d'énergie quasi total du guide supérieur vers le guide inférieur.

La mesure des échantillons à guides couplés est identique à celle des échantillons standards (Fig. 5.1(b)). Les structures sont parallèles à la marche elle-même parallèle à la face clivée. La zone d'excitation est d'abord placée dans la zone active devant la structure étudiée à une distance d_{ex} de la marche. L'intensité $I_1(\lambda)$ qui sort de la face clivée est mesurée. La zone d'excitation est ensuite placée devant une région sans structures. L'intensité $I_0(\lambda)$ mesurée permet de normaliser l'intensité $I_1(\lambda)$ et d'obtenir la transmission $T(\lambda) = I_1(\lambda)/I_0(\lambda)$ de la structure étudiée.

5.1.2 Propriétés de l'hétérostructure à guides couplés

5.1.2.1 Description de l'hétérostructure

L'hétérostructure à guides couplés est constituée de la superposition de deux guides d'onde $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ (Fig. 5.2(a)).

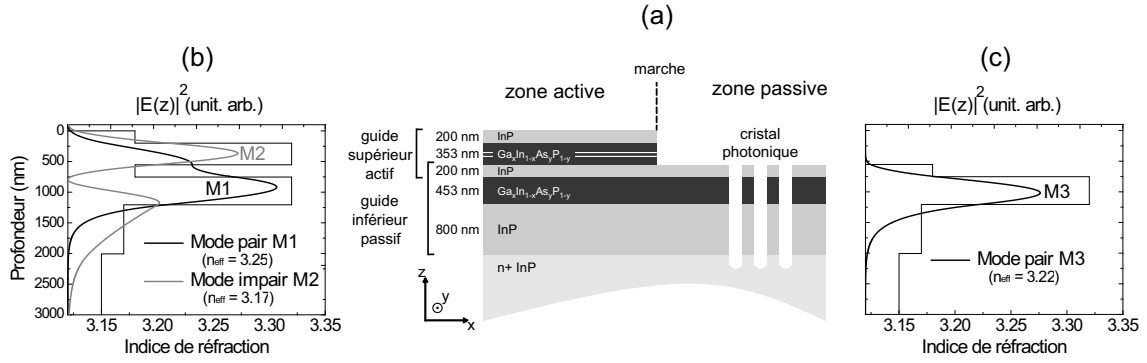


Figure 5.2: (a) Description des différentes couches de l'hétérostructure à guides couplés (b) Profil du champ optique des modes guidés de la zone active (c) Profil du champ optique du mode guidé de la zone passive
 [(a) Description of the coupled waveguide heterostructure layers (b) Optical field profile of the guided modes of the active zone (c) Optical field profile of the guided mode of the passive zone]

Le guide supérieur actif est formé d'un cœur de Ga_{0.24}In_{0.76}As_{0.52}P_{0.48} d'épaisseur 353 nm entouré de deux gaines d'InP d'épaisseurs 200 nm. Au centre du cœur, deux puits quantiques de longueurs d'onde d'émission $\lambda_1 = 1460$ nm et $\lambda_2 = 1565$ nm constituent la source interne de lumière.

Le guide inférieur passif est formé d'un cœur de Ga_{0.24}In_{0.76}As_{0.52}P_{0.48} d'épaisseur 453 nm entouré de deux gaines d'InP d'épaisseurs 200 nm et 800 nm. La couche d'InP d'épaisseur 200 nm est à la fois la gaine supérieure du guide passif et la gaine inférieure du guide actif. Aucun émetteur de lumière n'est inséré dans ce guide.

Les échantillons utilisés pour les mesures sont divisés en deux zones séparées par une marche:

Dans la zone active, l'hétérostructure est constituée des deux guides d'ondes superposés. Cette zone est utilisée pour l'émission de lumière.

Dans la zone passive, la gaine supérieure et le cœur du guide supérieur actif ont été retirés par gravure chimique. Seul le guide inférieur passif subsiste. Les cristaux photoniques sont gravés dans cette hétérostructure passive exempte de pertes par réabsorption.

Les épaisseurs des différentes couches sont déterminées de la manière suivante:

Dans le guide inférieur passif, l'hétérostructure guidante est identique à celle des échantillons standards. Ainsi le mode guidé dans la zone passive est identique et les deux techniques peuvent être comparées.

Dans le guide supérieur actif, les épaisseurs du cœur et de la gaine supérieure sont choisies pour optimiser le couplage de la lumière de la zone active vers la zone passive (voir paragraphe 5.1.4).

5.1.2.2 Étude des modes guidés

Les propriétés des modes guidés des zones active et passive dépendent de la composition et de l'épaisseur des différentes couches de l'hétérostructure. Ce paragraphe étudie seulement les modes de polarisation TE car les modes de polarisation TM ne sont pas utilisés dans les

mesures.

Soit un mode propre TE de l'hétérostructure guidante qui se propage dans la direction (Ox) avec l'énergie ω . Par définition, son champ électrique est parallèle au plan (Oxy) des couches de l'hétérostructure et s'écrit [88]:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 E(z) e^{ikx} \mathbf{e}_y, \quad (5.1)$$

où E_0 est l'amplitude complexe du champ, k son vecteur d'onde et $E(z)$ la fonction de carré intégrable normée qui donne le profil vertical du champ. La fonction $E(z)$ vérifie l'équation d'Helmoltz dans chaque couche de l'hétérostructure et se détermine avec les conditions de continuité des champs aux interfaces. La résolution fournit aussi la relation de dispersion entre k et ω . Cette relation de dispersion permet enfin de calculer l'indice effectif du mode guidé défini par $n_{eff} = kc/\omega$. Les propriétés des modes guidés ont été calculés avec l'algorithme développé par Lukosz, Stanley et Ochoa dans le cadre du projet européen SMILES [89].

La répartition verticale de la densité d'énergie des modes propres sera indiquée par la quantité $|E(z)|^2$. Pour être rigoureux, cette quantité devrait être pondérée par la susceptibilité $\epsilon(z)$ et complétée par la densité d'énergie magnétique. Les variations de $\epsilon(z)$ sont négligeables devant celles de $|E(z)|^2$ et les répartitions des densités d'énergie magnétique et électrique sont identiques. La quantité $|E(z)|^2$ constitue donc bien une approximation pratique et fidèle du profil du champ optique.

Zone active L'hétérostructure à guides couplés possède deux modes propres: le mode *pair* M1 d'indice effectif $n_{eff} = 3.25$ et le mode *impair* M2 d'indice effectif $n_{eff} = 3.17$ (Fig. 5.2(b)). Ces deux modes parfois appelés *supermodes* sont les modes propres de l'hétérostructure globale. Ils sont orthogonaux et sont différents des modes propres des guides supérieur et inférieur considérés individuellement (voir paragraphe 5.1.4).

Zone passive L'hétérostructure de la zone passive possède un seul mode propre *pair* M3 d'indice effectif $n_{eff} = 3.22$ (Fig. 5.2(c)). Ce mode guidé est identique à celui de l'hétérostructure standard InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y} étudiée au paragraphe 4.1.2.3.

5.1.3 Fabrication des échantillons

La fabrication des échantillons à guides couplés est plus délicate que celle des échantillons standards. Deux étapes viennent s'ajouter en amont de la gravure des cristaux photoniques: la gravure de la marche et le positionnement des cristaux photoniques par rapport à cette marche. Toutes les étapes de fabrication sont illustrées dans la figure 5.3 et vont être présentées dans les paragraphes suivants.

(1) Croissance de l'hétérostructure InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}

La croissance des couches de l'hétérostructure s'effectue à Alcatel-Opto+ par épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (voir paragraphe 3.2.1). Les couches sont plus nombreuses que pour les échantillons standards et la croissance est plus longue. Mais cela n'engendre pas de difficulté supplémentaire car la composition des couches est analogue.

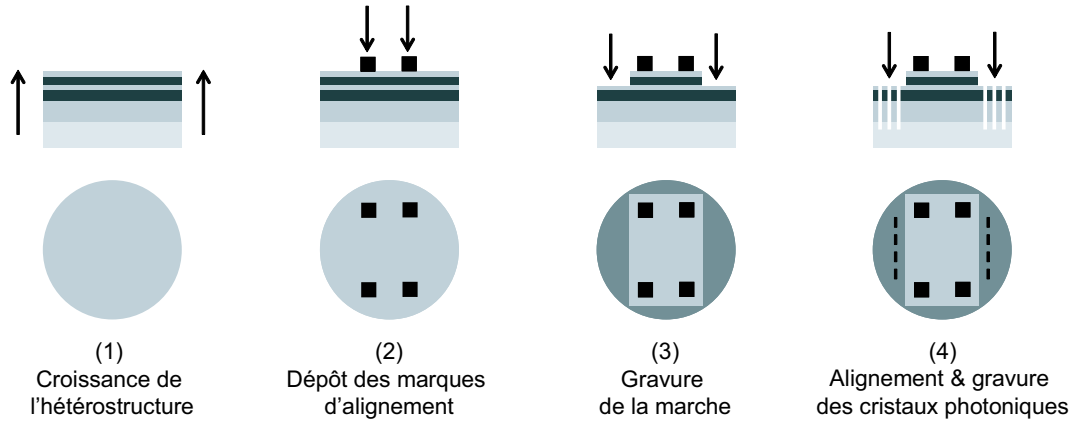


Figure 5.3: Étapes de fabrication des échantillons à guides couplés
[Fabrication steps of the coupled waveguide structures.]

(2) Dépôt des marques d'alignement

Les marques d'alignement déposées sur la plaque permettent d'aligner la gravure de la marche et celle des cristaux photoniques. Elle sont formées de quatre pavés d'or de dimensions $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ déposés aux quatre coins d'un rectangle de dimensions $20\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$.

Le dépôt s'effectue par la technique de *lift-off*. La plaque est recouverte d'une couche de PMMA qui est retirée sélectivement à l'emplacement des marques par lithographie optique. Une couche d'or est ensuite déposée sur l'ensemble de la plaque. Enfin, l'échantillon est plongé dans un bain d'acétone qui dissout le PMMA et emporte la couche d'or sauf à l'emplacement des marques.

(3) Gravure de la marche

Par lithographie optique, un rectangle de résine est d'abord défini sur la plaque. Les deux grands côtés de ce rectangle vont former les futures marches. Ils sont positionnés par rapport aux 4 marques d'alignement avec une précision sub-micronique. Les marques sont recouvertes par le rectangle et ne seront pas emportées lors de la gravure de la marche. L'échantillon est ensuite plongé pendant 8s dans une solution $\text{HCl}/\text{H}_3\text{PO}_4$ (1:4) qui grave la gaine supérieure d'InP, puis pendant 30s dans une solution $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (1:4:20) qui grave le cœur de $\text{Ga}_{0.24}\text{In}_{0.76}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$. Cette deuxième chimie est très sélective par rapport à InP. Elle permet d'arrêter la gravure sur le dessus de la gaine supérieure du guide inférieur pour que l'hétérostructure guidante de la zone passive possède bien les dimensions souhaitées.

Après ces deux gravures chimiques et le retrait de la résine, la plaque est constituée d'une zone active centrale parallépipédique et de hauteur 553 nm. Cette zone active est surmontée des 4 marques d'alignement et entourée de zones passives.

(4) Alignement et gravure des cristaux photoniques

Les machines de lithographie électronique sont équipées d'un système de détection des marques d'alignement qui permet de positionner l'échantillon par rapport au faisceau d'électrons avec une précision de l'ordre de 60 nm. Ce système permet d'écrire les cristaux photoniques dans la zone passive à la distance souhaitée de la marche. La distance entre la marche et les structures vaut typiquement $40\ \mu\text{m}$ pour les échantillons standards. Sa valeur n'est pas

déterminante pour les mesures mais doit être la même pour toutes les structures. Les structures doivent donc être disposées le long d'une ligne parallèle à la marche.

Les couches de Si_3N_4 et de PMMA sont déposées sur la plaque et l'échantillon est chargé dans la machine de lithographie électronique. Un système détecte l'emplacement des 4 marques d'alignement et permet d'écrire les cristaux photoniques à l'emplacement souhaité sur l'échantillon. La gravure des trous s'effectue enfin comme pour les échantillons standards (voir paragraphe 3.5).

Généralisation

Avec le procédé de fabrication décrit ci-dessus, les zones passives qui peuvent accueillir les cristaux photoniques sont assez réduites. Pour optimiser l'utilisation de l'espace, il est possible de préparer l'échantillon sous forme d'une succession de bandes actives et passives. La technique de fabrication est analogue et permet d'augmenter le nombre de structures mesurables sur une plaque.

Il faut aussi souligner que la forme de la zone active n'est pas nécessairement un rectangle: la lithographie optique permet potentiellement de définir des zones actives de forme quelconque sur la surface de l'échantillon.

5.1.4 Transfert de la lumière de la zone active vers la zone passive

Le transfert de la lumière de la zone active vers la zone passive se produit au niveau de la marche où une partie de la lumière guidée dans l'hétérostructure à guides couplés se couple au mode guidé M3 de la zone passive. Deux théories complémentaires permettent d'étudier ce phénomène: la **théorie des modes couplés** et la **théorie des supermodes**.

La théorie des modes couplés est intuitive mais complexe au niveau analytique. Elle est utilisée au paragraphe 5.1.4.1 pour décrire qualitativement la propagation de la lumière dans les hétérostructures à guides couplés.

La théorie des supermodes est moins intuitive mais son traitement analytique est simple et exacte. Elle est utilisée au paragraphe 5.1.4.2 pour quantifier l'intensité lumineuse transférée dans la zone passive.

5.1.4.1 Théorie des modes couplés

La propagation de la lumière dans les hétérostructures à guides couplés peut être comprise intuitivement avec la théorie des modes couplés. Nous présentons le cas général de deux guides d'onde dont les cœurs sont séparés d'une distance d (Fig. 5.4(a)).

La distance d est supposée assez grande pour que les modes propres de l'hétérostructure globale soient peu différents de ceux de chaque guide considéré individuellement (Fig. 5.4(b)). Dans la réalité, les modes propres de chaque guide sont toujours affectés par la présence de l'autre guide. De plus, ces deux modes ne sont pas les modes propres de l'hétérostructure globale: ils ne vérifient pas les équations de Maxwell dans l'hétérostructure globale et ne sont pas orthogonaux entre eux. Chaque guide étudié est supposé monomode en polarisation TE. Les modes guidés polarisés TE des guides supérieur et inférieur seront respectivement notés MG1 et MG2 .

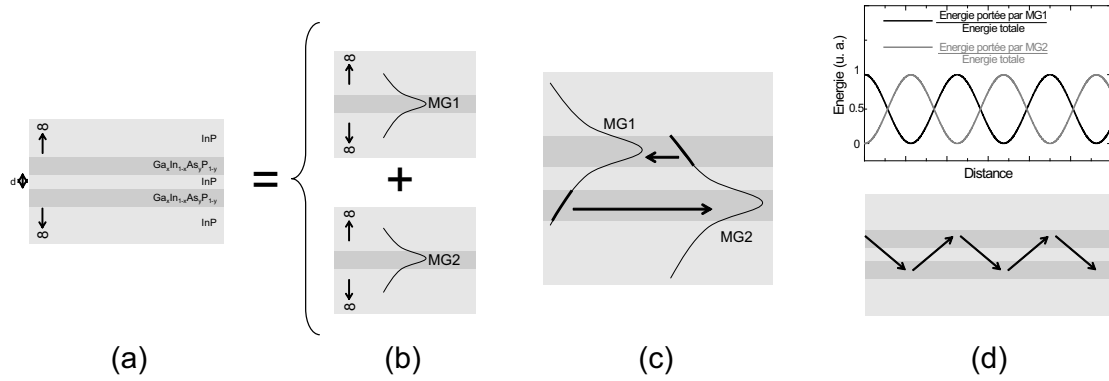


Figure 5.4: Théorie des modes couplés. (a,b) Décomposition de l'hétérostructure globale en deux guides indépendants qui supportent chacun un mode guidé (c) Le recouvrement de la partie évanescente de chaque mode guidé avec le cœur de l'autre guide permet des transferts d'énergie entre les modes guidés. (d) Propagation de la lumière dans l'hétérostructure globale: l'énergie lumineuse est alternativement portée par les deux modes guidés.
[Coupled mode theory (a,b) Decomposition of the global heterostructure into two independent waveguides with their own guided modes (c) The overlap of the evanescent part of each guided mode with the core of the other guide enables energy exchanges between the guided modes (d) Light propagation in the global heterostructure: the energy carried is alternated between each guided mode.]

La théorie suppose que le rapprochement des deux guides n'affecte pas le profil vertical des modes MG1 et MG2 mais permet des échanges d'énergie entre ces deux modes non-orthogonaux. La partie évanescente du mode MG1 recouvre significativement le cœur du guide inférieur qui reçoit ainsi une partie de l'énergie du guide supérieur. Inversement, la partie évanescente du mode MG2 permet un transfert d'énergie du guide inférieur vers le guide supérieur (Fig. 5.4(c)). La puissance lumineuse effectue donc un va-et-vient entre les deux guides. La connaissance du profil des modes guidés MG1 et MG2 permet d'évaluer les coefficients de couplage. Le bilan des échanges d'énergie fournit deux équations différentielles couplées. Leur résolution permet de calculer la puissance lumineuse stockée dans chaque guide en fonction de la distance de propagation et des conditions initiales.

La figure 5.4(d) illustre le cas de deux guides couplés identiques. A l'entrée, toute la puissance lumineuse est injectée dans le guide supérieur. Puis le mode MG1 se propage et cède peu à peu de l'énergie au mode MG2 jusqu'à ce que toute la puissance lumineuse soit concentrée dans le guide inférieur. Le mode MG2 rétrocede alors son énergie à mode MG1 et ainsi de suite. L'énergie lumineuse effectue ainsi un va-et-vient entre les deux guides.

La théorie des modes couplés permet une description intuitive des échanges d'énergie dans l'hétérostructure. Mais la résolution analytique du problème avec cette théorie est complexe car les modes optiques utilisés ne sont pas les modes propres de l'hétérostructure. La théorie des supermodes permet de simplifier les calculs.

5.1.4.2 Théorie des supermodes

La théorie dite des *supermodes* considère les modes propres de l'hétérostructure globale. L'hétérostructure à guides couplés étudiée possède les deux supermodes propres M1 (pair, $n_{eff} = 3.25$) et M2 (impair, $n_{eff} = 3.17$) déjà étudiés 5.1.2.2. La figure 5.5(a) représente leurs profils verticaux à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$. L'émission de lumière des puits quan-

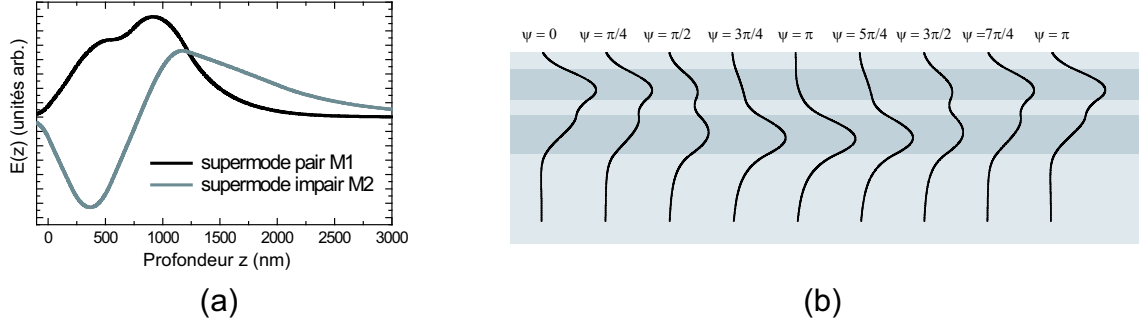


Figure 5.5: Théorie des supermodes (a) Profil du champ optique des deux supermodes M1 et M2 (b) Profil du champ optique total en fonction du déphasage ψ entre les deux supermodes.
[Supermodes theory (a) Optical field profile of the two supermodes M1 and M2 (b) Profile of the total optical field as a function of the phase difference ψ between the two supermodes.]

tiques excite chacun de ces modes et le mode global MG résultant s'écrit:

$$|MG\rangle = a_1|M1\rangle + a_2|M2\rangle \quad (5.2)$$

Le rapport $|a_2/a_1|^2$ traduit l'excitabilité relative des deux supermodes par les puits quantiques. Une modélisation numérique du système étudié l'évalue à 0.28 [90]. Les supermodes M1 et M2 transportent donc respectivement 72% et 28% de la puissance lumineuse du mode global MG. Cette différence s'explique par le recouvrement plus important de M1 avec les puits quantiques.

Nous étudions à présent la propagation du mode global MG à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$. L'origine O est choisie au point d'excitation et MG se propage dans la direction (Ox). Le champ électrique total s'écrit:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 \left(a_1 e^{ik_1 x} E_1(z) + a_2 e^{ik_2 x} E_2(z) \right) \mathbf{e}_y, \quad (5.3)$$

où E_0 est l'amplitude du champ, $k_1 = (n_{eff1} + i\alpha_1) \times 2\pi/\lambda_0$ le vecteur d'onde du supermode M1 et $k_2 = (n_{eff2} + i\alpha_2) \times 2\pi/\lambda_0$ celui de M2. Les coefficients α_1 et α_2 traduisent les pertes de propagation des supermodes M1 et M2: M1 est a priori plus atténué que M2 car son profil recouvre plus les puits quantiques (Fig. 5.2). En supposant provisoirement ces pertes nulles ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$), la répartition verticale de la densité d'énergie $\mathcal{E}(x, z)$ (voir paragraphe 5.1.2.2) s'écrit:

$$\mathcal{E}(x, z) \propto E_1(z)^2 + \left| \frac{a_2}{a_1} \right|^2 E_2(z)^2 + 2 \left| \frac{a_2}{a_1} \right|^2 E_1(z) E_2(z) \cos((k_2 - k_1)x + \phi), \quad (5.4)$$

où ϕ est le déphasage entre les deux supermodes au point d'excitation. La répartition verticale de l'énergie dépend donc de la différence de phase $\psi(x)$ entre les supermodes (Fig. 5.5(b)):

$$\psi(x) = (k_2 - k_1)x + \phi = 2\pi(n_{eff1} - n_{eff2})\frac{x}{\lambda_0} + \phi \quad (5.5)$$

Pour $\psi(x) = 0[2\pi]$, les deux supermodes sont en phase et l'énergie est principalement localisée dans le guide supérieur. Le mode global est la somme symétrique des deux supermodes ($|MG_{\psi=0}\rangle = |a_1||M1\rangle + |a_2||M2\rangle$) et correspond au mode MG1 de la théorie des guides couplés.

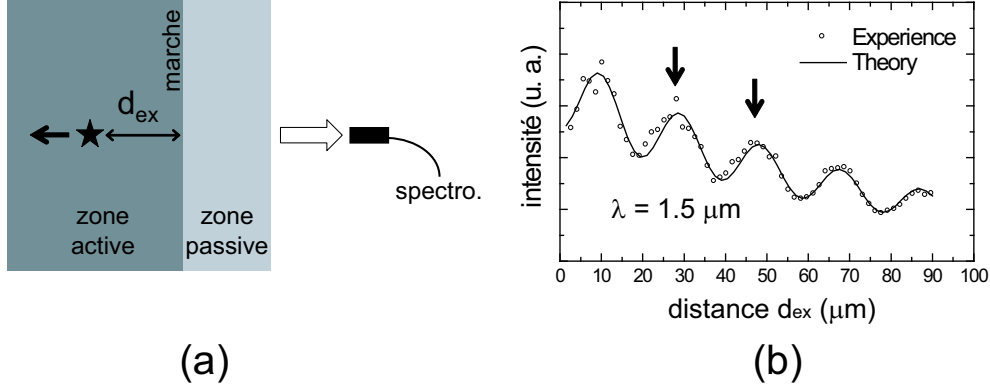


Figure 5.6: (a) Mesure de la quantité d'énergie transférée de la zone active vers la zone passive en fonction de la distance d'excitation d_{ex} . (b) Résultats expérimentaux et théoriques.

[(a) Measurement of the quantity of energy transmitted from the active region to the passive region as a function of the excitation distance d_{ex} . (b) Experimental and theoretical results.]

Pour $\psi(x) = \pi[2\pi]$, les deux supermodes sont en opposition de phase et l'énergie est cette fois localisée dans le guide inférieur. Le mode global est la somme anti-symétrique des deux supermodes ($|MG_{\psi=\pi}\rangle = |a_1\rangle|M1\rangle - |a_2\rangle|M2\rangle$) et correspond au mode MG2 de la théorie des guides couplés.

Durant la propagation, la différence de phase $\psi(x)$ entre $0[2\pi]$ et $\pi[2\pi]$ et l'énergie lumineuse effectue un va-et-vient entre le guide supérieur et le guide inférieur. La période des oscillations est égale à $L = \lambda_0/(n_{eff1} - n_{eff2})$.

La théorie présente permet enfin de quantifier le transfert d'énergie de la zone active vers la zone passive. Au niveau de la marche, les supermodes M1 et M2 se couplent au mode M3 avec les coefficients de transmission t_{13} et t_{23} . En plaçant désormais l'origine sur la marche, le champ électrique dans la zone passive s'écrit:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 \left(t_{13}a_1 e^{ik_1 d_{ex}} + t_{23}a_2 e^{ik_2 d_{ex}} \right) E_3(z) e^{ik_3 x} \mathbf{e}_y, \quad (5.6)$$

où d_{ex} est la distance entre la marche et le spot d'excitation. L'énergie transférée \mathcal{E}_t de la zone active vers la zone passive varie donc en fonction de la distance d'excitation d_{ex} selon:

$$\mathcal{E}_t \propto \left| e^{ik_1 d_{ex}} + \frac{t_{23}a_2}{t_{13}a_1} e^{ik_2 d_{ex}} \right|^2 \quad (5.7)$$

5.1.4.3 Etude expérimentale

Le transfert de la lumière de la zone active vers la zone passive est étudié en mesurant l'intensité lumineuse sur la face clivée en fonction de la distance entre le spot d'excitation et la marche (Fig. 5.6(a)). Les résultats sont présentés dans la figure 5.6(b).

La puissance lumineuse transférée oscille en fonction de la distance d'excitation d_{ex} et s'atténue en raison des pertes de propagation des supermodes dans la zone active. Un algorithme a été utilisé pour ajuster les paramètres de l'expression 5.7 aux résultats expérimentaux. La théorie reproduit bien l'expérience. La période des oscillations mesurée est égale $19.4 \mu\text{m}$ et elle est très proche des $18.2 \mu\text{m}$ donnés par l'expression $L = \lambda_0/(n_{eff1} - n_{eff2})$. Les résultats expérimentaux montrent aussi que les oscillations commencent avec un minimum au point

d'excitation. Les deux supermodes sont donc en opposition de phase au niveau de ce point et toute l'énergie est localisée dans le guide supérieur. Ce résultat est cohérent avec la présence des émetteurs de lumière dans le guide supérieur.

La distance d'excitation d_{ex} utilisée pour les mesures doit permettre un bon transfert de l'énergie. Il faut aussi qu'une légère variation de d_{ex} engendre une variation minimale de l'intensité transmise pour minimiser l'incertitude expérimentale. Les maxima des oscillations transmises remplissent ces deux conditions. Les deux premiers ($d_{ex} = 29$ et $48.5 \mu\text{m}$) sont indiqués par des flèches sur la figure 5.6(b) et ont été utilisés pour les mesures.

5.1.5 Pertes de propagation dans la zone passive

Il faut encore vérifier que les pertes de propagation du mode guidé dans la zone passive sont faibles pour démontrer la technique des guides couplés fonctionne. Un échantillon spécial a été fabriqué dans lequel la marche n'est pas parallèle à la face clivée (Fig. 5.7(a)). L'intensité lumineuse qui sort de la face clivée a été mesurée en différents points de l'échantillon en gardant la distance d'excitation d_{ex} constante. Ces mesures donnent la décroissance de l'intensité du mode guidé dans la zone passive en fonction de la distance de propagation (Fig. 5.7(b)). Une régression linéaire permet enfin d'estimer le coefficient d'absorption pour les différentes longueurs d'onde (Fig. 5.7(c)).

Les pertes de propagation du mode guidé dans la zone passive dépendent peu de la longueur d'onde et sont de l'ordre de $30\text{-}40 \text{ cm}^{-1}$. Dans les hétérostructures standards, elles dépendent au contraire fortement de la longueur d'onde et sont comprises entre 80 et 300 cm^{-1} aux énergies utilisées pour les mesures. La technique des guides couplés permet donc de réduire les pertes de propagation d'un facteur 6 environ.

Il est important de remarquer que les pertes de propagation du mode guidé d'une hétérostructure passive standard sont généralement de l'ordre du cm^{-1} alors que les pertes mesurées dans la zone passive sont de l'ordre de $30\text{-}40 \text{ cm}^{-1}$. Cette différence peut d'abord résulter de la méthode de mesure utilisée. Les variations de la forme de la marche sur l'échantillon et l'imprécision dans les mesures de distances conduisent à une barre d'erreur de l'ordre de $20\text{-}30 \text{ cm}^{-1}$. D'autre part, la zone passive est obtenue par gravure chimique de la zone active. L'épaisseur de la gaine supérieure peut donc fluctuer et la surface présenter des rugosités: ces deux phénomènes peuvent augmenter les pertes de propagation dans l'hétérostructure.

5.1.6 Validation de la technique

La technique des guides couplés a été testée sur les cristaux photoniques à l'aide de deux séries d'échantillons test (voir partie 4.2). Les structures de test sont identiques mais la première série est fabriquée sur une hétérostructure standard et la deuxième sur une hétérostructure à guides couplés. Les résultats des mesures de cristaux simples et de cavités Fabry-Pérot sont présentés dans la figure 5.8.

Les résultats confirment que la technique des guides couplés permet de mesurer les spectres de transmission de structures à cristaux photoniques. Pour des raisons techniques, les deux échantillons présentés n'ont pas pu être fabriqués ensemble et leurs propriétés physiques diffèrent sensiblement. Pour le bord de bande diélectrique, le facteur de remplissage f et le paramètre de pertes ϵ'' valent respectivement 26% et 0.020 pour l'échantillon standard et 39% et 0.04 pour l'échantillon à guides couplés. Pour le bord de la bande d'air, les valeurs

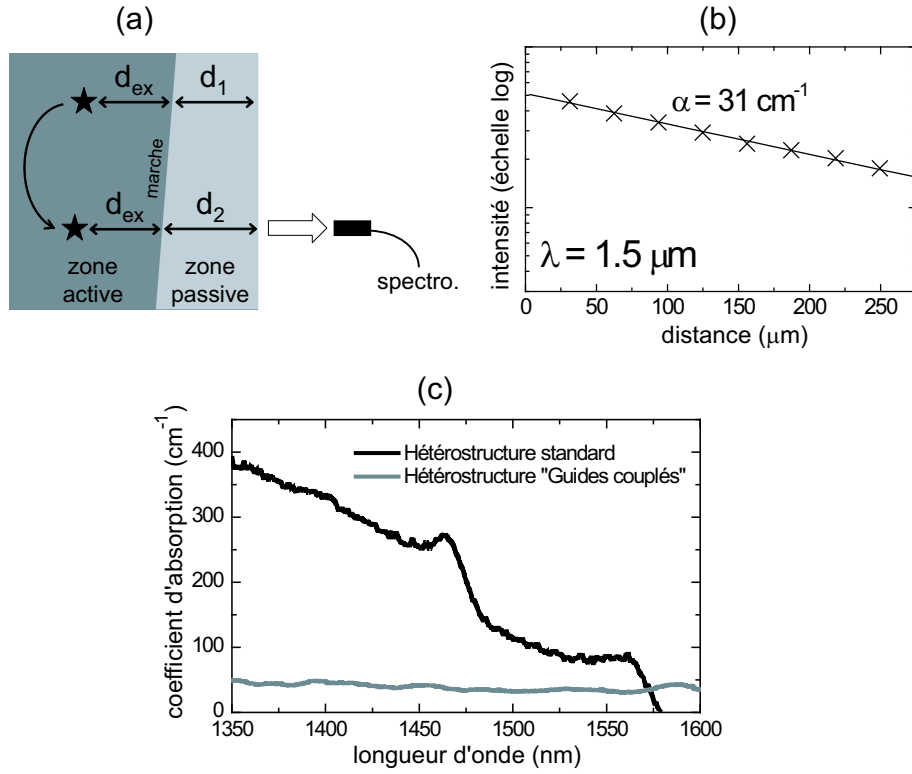


Figure 5.7: (a) Mesure des pertes de propagation du mode guidé dans la zone passive (b) Détermination du coefficient d'absorption α par régression linéaire sur l'atténuation de l'intensité lumineuse avec la distance (c) Comparaison des coefficients d'absorption mesurés dans l'hétérostructure standard et dans l'hétérostructure à guides couplés.
 [(a) Measure of the propagation losses of the mode guided in the passive region (b) Linear fit of the attenuation of light intensity with distance to determine the absorption coefficient α . (c) Comparaison of the absorption coefficients measured in the standard heterostructure and in the coupled waveguide heterostructure.]

sont 25 % et 0.020 pour l'échantillon standard et 35 % et 0.035 pour l'échantillon à guides couplés. La forme et la profondeur des trous ont été observées au microscope électronique et sont semblables dans les deux cas.

Les résultats des mesures de cavité Fabry-Pérot sont présentés dans la figure 5.8(b). Les miroirs des trois cavités A, B et C sont espacés respectivement de $W/a = 1.8$, 1.9 et 2.0. Comme les facteurs de remplissage différents, la longueur d'onde de résonance d'une cavité Fabry-Pérot dépend de l'échantillon considéré. Les longueurs d'onde de résonance, largeurs à mi-hauteur et facteurs de qualité mesurés pour les cavités A, B et C sont indiqués dans le tableau 5.1.

Dans l'échantillon standard, les pertes de réabsorption affectent les résonances Fabry-Pérot. Le meilleur facteur de qualité est ainsi obtenu avec la cavité B car sa longueur d'onde de résonance se situe dans une zone de faible absorption des puits quantiques.

Dans l'échantillon à guides couplés, les facteurs de qualité sont globalement plus élevés. Cette observation s'explique plutôt par le facteur de remplissage plus élevé que par les pertes de réabsorption plus faibles. En revanche, on observe que le facteur de qualité augmente avec la largeur de la cavité et ne dépend pas de l'énergie du pic de résonance. Cette propriété démontre que les pertes par réabsorption sont faibles et constantes sur la plage d'énergies

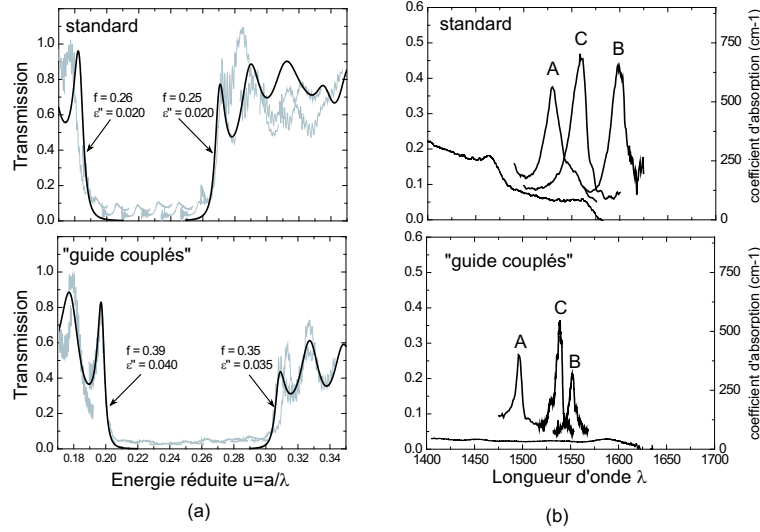


Figure 5.8: Caractérisation optique de structures test avec la technique standard et la technique des guides couplés: (a) pavés simples de 8 rangées de cristaux photoniques orientés ΓM , (b) cavités Fabry-Pérot constituées de 2 pavés de quatre rangées de cristaux photoniques ΓM séparées d'une distance $W/a = 1.8, 1.9$ et 2.0 .
[Optical characterization of test structures with the standard and the coupled waveguides techniques: (a) Transmission spectrum of 8 rows of simple crystal oriented along the ΓM direction (b) Transmission spectrum of a Fabry-Pérot cavity made of 2 slabs of 4 rows of simple crystals oriented along the ΓM direction. The distance between the 2 mirrors are $W/a = 1.8, 1.9$ and 2.0 .]

Tableau 5.1: Comparaison des propriétés des cavités Fabry-Pérot mesurées dans les échantillons standards et dans les échantillons à guides couplés. *[Comparison between the properties of Fabry-Pérot cavities fabricated in standard and coupled waveguides samples.]*

	Échantillon Standard			Échantillon à guides couplés		
	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q
Cavité A	1530	20	75	1496	8	190
Cavité B	1600	16	100	1552	7.5	210
Cavité C	1560	17	90	1539	7	220

considérées.

5.2 Détection frontale résolue spatialement de la lumière diffractée vers l'air

La propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 2D planaires s'accompagne d'une diffraction partielle de la lumière guidée vers l'air et le substrat (voir paragraphe 1.2.6). Dans les trous d'air, aucune différence d'indice assure le confinement vertical du mode guidé et une fraction de la lumière est diffractée hors du guide planaire (Fig. 5.9(a)). Ce phénomène est une source importante de pertes optiques dans les cristaux photoniques 2D planaires. La technique de *détection frontale résolue spatialement de la lumière diffractée vers l'air* utilise ces pertes pour étudier les propriétés optiques des cristaux photoniques.

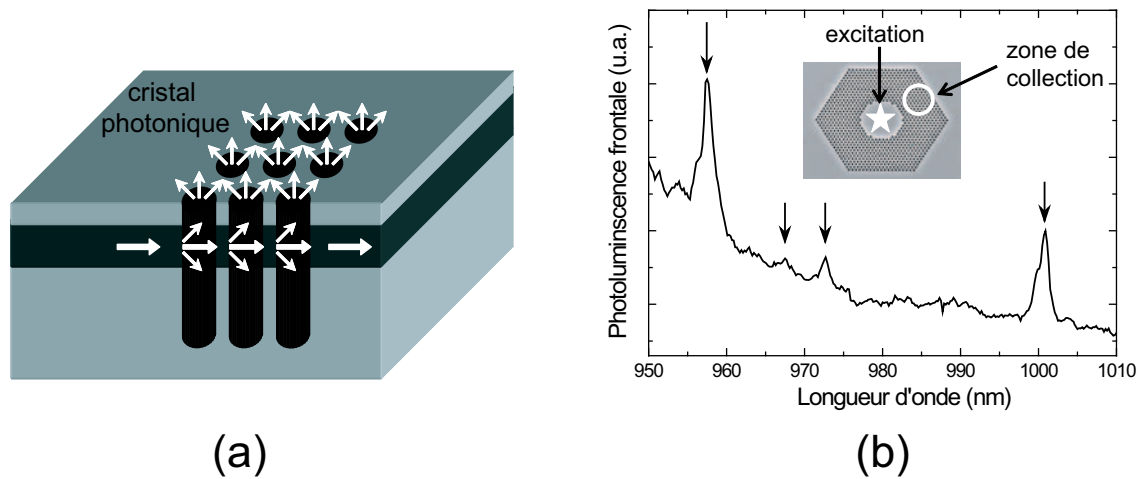


Figure 5.9: (a) Diffraction d'une fraction de la lumière guidée vers l'air et le substrat en raison de l'absence de confinement vertical dans les trous (b) Mesure de la photoluminescence frontale pour déterminer les énergies propres d'une cavité.

[(a) Schematic showing the diffraction of the guided light towards the air and the substrate resulting from the lack of vertical confinement in the holes (b) Measure of the photoluminescence diffracted in the vertical direction from which the energy of the confined modes can be determined.]

5.2.1 Principe de fonctionnement

Le champ électromagnétique guidé dans l'hétérostructure et le champ diffracté hors plan sont dépendants: l'analyse du comportement du premier peut fournir des informations sur le second. Cette approche permet par exemple de mesurer les fréquences de résonance d'une cavité bidimensionnelle à cristaux photoniques (Fig. 5.9(b) d'après Wild *et al.* [91]). Le confinement latéral est obtenu grâce à la bande interdite du cristal photonique qui entoure la cavité. Le champ des modes propres pénètre dans le cristal et est diffracté vers l'air par les trous. L'analyse spectrale de ce signal donne les longueurs d'onde des modes propres.

La technique de *détection frontale résolue spatialement* collecte la lumière diffractée vers l'air en différents points d'une structure. L'analyse de ses variations permet d'obtenir des informations locales sur les modes guidés qui se propagent dans la structure. Nous allons présenter les modalités de cette analyse et en montrer deux applications possibles: la mesure des pertes de propagation et la cartographie du champ électromagnétique d'une structure à cristaux photoniques.

5.2.2 Diffraction vers l'air

La propagation de la lumière dans les cristaux photoniques planaires s'accompagne d'une diffraction de la lumière guidée vers l'air. Nous allons étudier ce phénomène dans un cristal photonique de réseau carré.

La structure étudiée est formée d'un large pavé de cristaux photoniques de dimensions $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$. La période du réseau carré est $a = 280\ \text{nm}$ et le facteur de remplissage est $f = 41\%$ (Fig. 5.10(a)). La zone d'excitation est placée à environ $20\ \mu\text{m}$ de la structure. Seuls les modes de Bloch qui se propagent dans la direction principale (Ox) sont étudiés. Ils sont caractérisés par leur vecteur d'onde $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x$. Leur relation de dispersion est représentée

dans la figure 5.10(b) où le cône d'air (relation de dispersion de la lumière dans l'air) est indiqué. Deux modes de Bloch seront plus particulièrement étudiés: le mode de Bloch MB1 d'énergie réduite $u=0.29$ et le mode de Bloch MB2 d'énergie réduite $u=0.30$. Ces modes sont situés de part et d'autre de l'intersection du cône d'air avec la courbe de dispersion ($u=0.2978$).

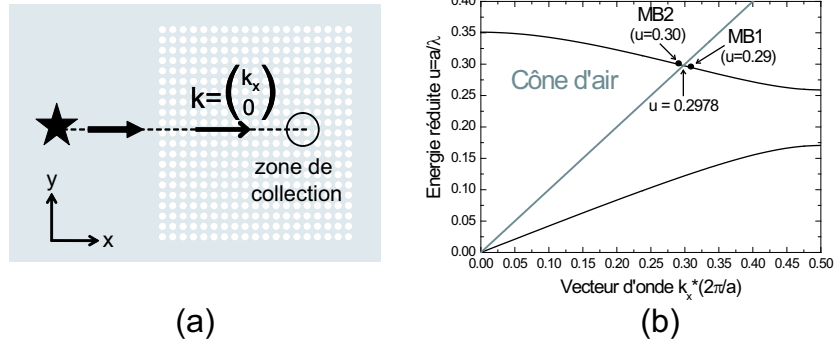


Figure 5.10: (a) Mesure de la lumière diffractée vers l'air par un pavé de cristaux photoniques de réseau carré. (b) Courbe de dispersion des modes de Bloch qui se propagent selon l'axe principal (Ox) du réseau.
 [(a) Measurement of out-of-plane diffraction from a square photonic crystal slab. (b) Dispersion curve of the Bloch modes that propagate along the main axis of the lattice (Ox)]

La figure 5.11(a) représente le spectre de photoluminescence frontale mesuré sur l'axe (Ox) à 15 μm de l'entrée de la structure. Deux régimes d'émission apparaissent en fonction de la position des modes par rapport au cône de lumière. Les modes de Bloch situés sous le cône d'air comme MB1 diffractent peu de lumière vers l'air tandis que les modes situés dans le cône d'air comme MB2 en diffractent une grande quantité.

Le couplage entre le mode guidé et les modes qui se propagent dans l'air permet d'expliquer ces deux régimes. Pour un mode situé sous le cône d'air, la composante parallèle du vecteur d'onde ne peut pas être conservée à l'interface entre l'hétérostructure et l'air. Ce mode ne se couple pas aux modes propagatifs de l'air (Fig. 5.11(b, gauche)). À l'intérieur du cône, le couplage est possible et le mode guidé cède de l'énergie à un ou plusieurs modes de l'air qualifiés de *modes de fuite* (Fig. 5.11(b, droite)).

La localisation d'un mode de Bloch *sous* ou *dans* le cône d'air peut être ambiguë dans les diagrammes de dispersion comme celui de la figure 5.10(b)). Ces diagrammes sont adaptés à l'étude des milieux périodiques car les modes propagatifs peuvent être représentés par leur vecteur d'onde situé dans la première zone de Brillouin. En revanche, le cône d'air replié ne caractérise pas les modes par leur véritable vecteur d'onde (voir paragraphe 2.1.4). Comment savoir si une onde de Bloch est située *sous* ou *dans* le cône d'air ?

L'ambiguïté peut être levée en utilisant la représentation des ondes de Bloch proposée au paragraphe 2.2.3. Le cône d'air y est simplement représenté par un cercle de rayon u . Une onde de Bloch est située dans le cône d'air lorsqu'une ou plusieurs de ses composantes de Fourier est dans ce cercle (Fig. 5.11(c)). Notons enfin que l'intensité de la diffraction vers l'air d'un mode est certainement liée à l'intensité des composantes de Fourier situées dans le cercle. Ce point encore à l'étude sera discuté au paragraphe 5.3.

En résumé, la diffraction vers de la lumière guidée dans un cristal photonique présente

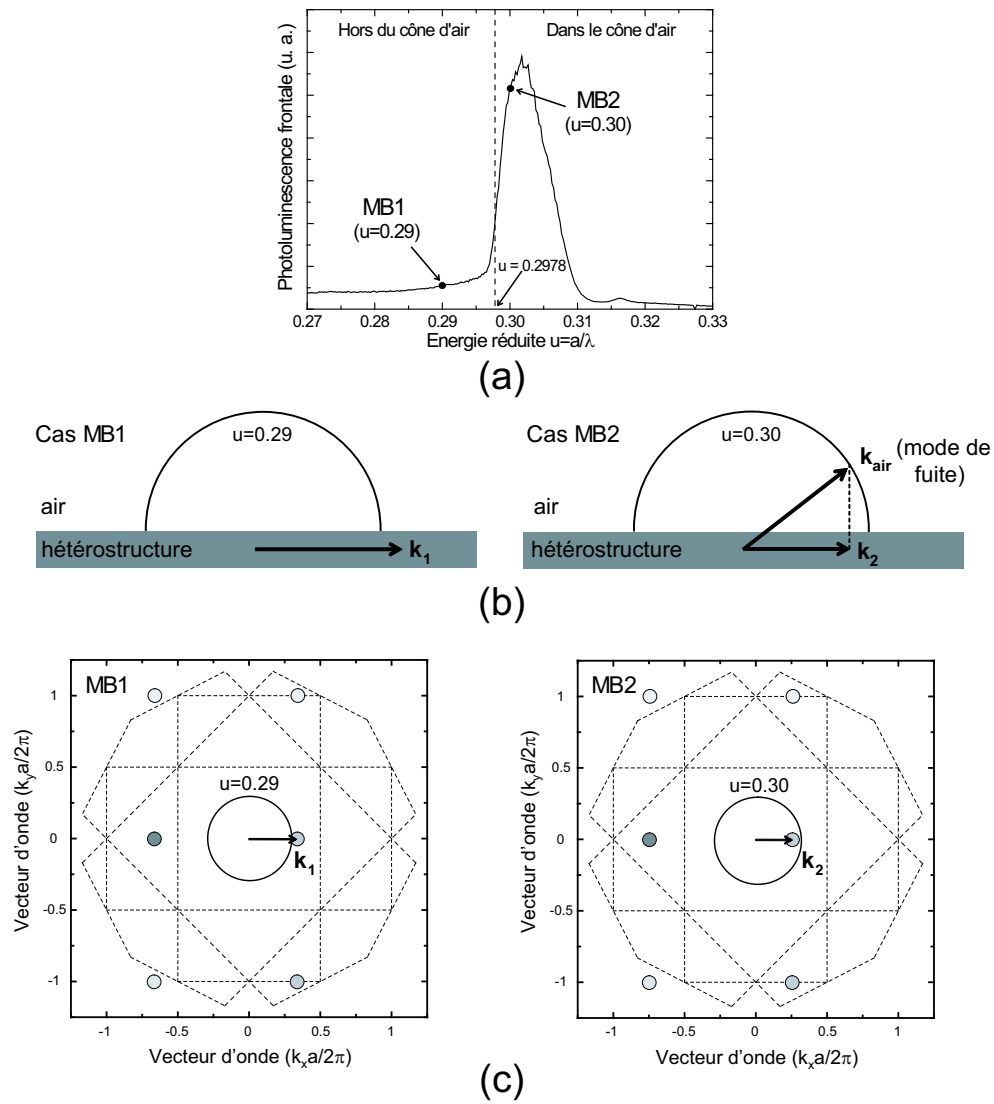


Figure 5.11: (a) Spectre de photoluminescence frontale mesuré à $15 \mu\text{m}$ de l'entrée de la structure. (b) Couplage des modes propagatifs MB1 et MB2 avec les modes de fuite du cône d'air. (c) Décomposition de Fourier des modes MB1 et MB2. La position du cône d'air à l'énergie correspondante est indiquée par un cercle.
 [(a) Photoluminescence spectrum collected from above the sample, measured at $15 \mu\text{m}$ from the entrance of the structure. (b) Coupling of the propagating modes MB1 and MB2 with the leaky modes of the air cone. (c) Fourier decomposition of Bloch modes MB1 and MB2. The position of the air cone is indicated.]

deux régimes:

1. Lorsque le mode étudié est situé hors du cône d'air, la lumière diffractée résulte uniquement de l'absence de confinement dans les trous et des imperfections de leurs parois. L'intensité diffractée est faible.
2. Lorsque le mode étudié est situé dans le cône d'air, il se couple efficacement à un ou plusieurs modes propagatifs de l'air (*Modes de fuite*). L'intensité diffractée est élevée.

5.2.3 Montage expérimental

La méthode de mesure par détection frontale utilise le montage expérimental de la technique de la source interne (voir chapitre IV). La figure 5.12(a) représente la partie spécifique du montage qui permet de collecter la lumière émise vers l'air. Le système optique est composé d'un objectif de microscope ($f = 200$ mm, $ON = 0.4$) et d'une lentille ($f = 25$ cm). Il permet de coupler la lumière émise vers l'air dans une fibre multimode reliée au spectromètre. La zone de collection de la lumière émise vers l'air correspond à l'image de l'entrée de la fibre sur la surface de l'échantillon. Pour la repérer et la focaliser, la lumière émise par une diode infrarouge est injectée en sortie de la fibre. La lumière infrarouge suit le trajet inverse de la lumière collectée et se focalise à la surface de l'échantillon sous forme d'un disque lumineux repéré avec le système d'imagerie frontale. La fibre est montée sur un translateur qui permet de placer le disque de collection à la position souhaitée. Enfin, un polariseur placé entre la lentille et l'objectif de microscope permet d'étudier la polarisation de la lumière collectée.

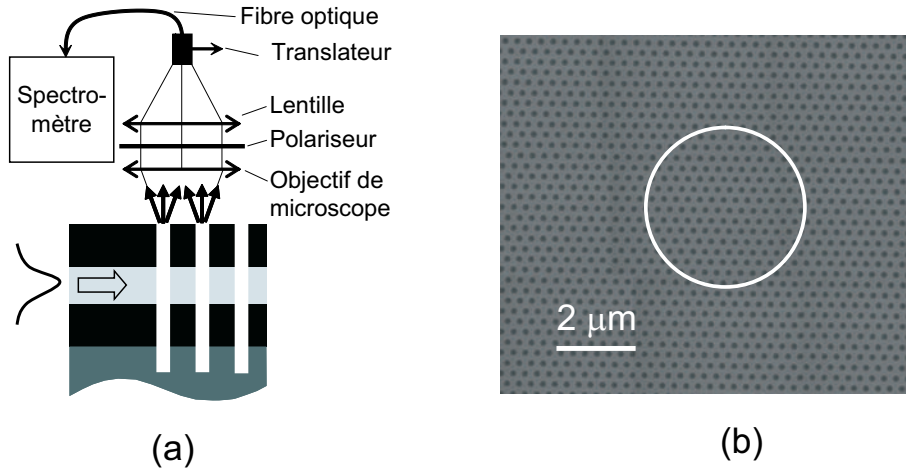


Figure 5.12: (a) Montage expérimental pour collecter la lumière émise vers l'air. (b) Zone de collection de la lumière (Image de l'entrée de la fibre par le système optique) sur la surface de l'échantillon.

[(a) Experimental setup for collecting the light diffracted towards the air. (b) Light collection zone (image of the fiber entry through the optical system) on the sample surface.]

La taille du disque de collection correspond à la surface de l'échantillon sur laquelle la lumière est collectée. Elle peut être réglée en modifiant la distance focale de la lentille. Elle résulte généralement d'un compromis entre précision et intensité du signal collecté. Un petit diamètre offre une résolution spatiale élevée mais diminue la quantité de lumière envoyée vers le spectromètre. Nous avons choisi un diamètre de $4 \mu\text{m}$ qui correspond à une soixantaine de trous sur échantillon GaAs et une quarantaine sur échantillon InP. La figure 5.12(b) représente à l'échelle la zone de collection sur un échantillon GaAs.

5.2.4 Limites de la méthode

Ce paragraphe présente les limites de la technique de détection frontale résolue spatialement.

La précision des mesures est limitée par la surface de la zone de collection et la précision dans le positionnement de cette zone. L'intensité lumineuse collectée est égale à la somme des émissions des points situés dans le disque de collection. La méthode de détection frontale ne

permet donc pas de connaître l'intensité diffractée en un point, mais seulement la moyenne des intensités diffractées au voisinage de ce point. Mais comme la zone de collection peut être déplacée avec précision, cette moyenne peut être mesurée à des points assez proches (≈ 800 nm). Cette situation est inhabituelle car pour la matrice de pixels d'une caméra CCD, la taille de la zone de collection (taille du pixel) est égale à celle du pas d'échantillonnage (distance entre les pixels).

Le nombre de modes propagatifs que l'on peut étudier en même temps est aussi limité. Lorsque plusieurs modes se propagent dans une structure, chacun diffracte de la lumière vers l'air et contribue au signal total collecté. Leurs contributions respectives sont alors difficiles à distinguer. Il faut donc essayer de choisir des conditions expérimentales où un seul mode se propage dans la structure étudiée. Dans le cas contraire, les mesures sont quand même possible quand la contribution du mode étudié domine fortement le signal collecté. C'est le cas quand un seul mode est présent dans le cône d'air ou quand un mode est excité de façon prépondérante.

La lumière émise par les puits ou boîtes quantiques de l'hétérostructure n'est pas polarisée et possède une composante TE et une composante TM. Pour les mesures latérales, la composante souhaitée est sélectionnée avec à un polariseur. Pour les mesures frontales, les contributions des deux polarisations ne peuvent pas être séparées. Pour minimiser ce problème, les mesures sont généralement effectuées dans des plages d'énergie où la photoluminescence est fortement polarisée TE. Cette limite est propre à technique de la source interne et n'existe pas sur un montage de type *end-fire*.

Les mesures peuvent être difficiles si l'intensité du signal diffracté vers l'air est faible (mode étudié peu excité ou situé hors du cône d'air). Il faut alors essayer d'injecter un maximum de puissance dans le mode étudié. Les échantillons doivent enfin être de grande qualité et la forme des trous uniforme pour ne pas engendrer de perturbations locales de l'émission frontale.

5.2.5 Application à la mesure de pertes de propagation

La technique de détection frontale résolue spatialement peut être appliquée à la mesure des pertes de propagation dans une structure à cristaux photoniques.

5.2.5.1 Principe de fonctionnement

Cette technique a été proposée dans les années 80 pour mesurer les pertes de propagation dans les guides d'onde [92]. Nous avons montré qu'elle peut être utilisée dans la plupart des structures à cristaux photoniques.

Une onde lumineuse se propage dans une structure à cristaux photoniques quelconque (pavé, guide...). La méthode consiste à mesurer l'intensité de la lumière diffractée vers l'air en plusieurs points situés sur le trajet de la lumière. L'intensité collectée en chaque point est proportionnelle à celle de la lumière guidée dans la structure au point considéré. Le coefficient d'atténuation de l'intensité diffractée vers l'air est donc égal à celui de l'intensité lumineuse guidée dans la structure. La mesure du premier permet donc de déterminer le second.

Nous allons illustrer cette technique avec l'exemple de la mesure des pertes de propagation dans un guide d'onde à cristaux photoniques.

5.2.5.2 Étude d'un guide d'onde à cristaux photoniques

Le guide d'onde étudié est fabriqué dans une hétérostructure InP/Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y} à guides couplés (voir partie 5.1). Les cristaux photoniques sont formés d'un réseau triangulaire de trous d'air de période $a = 380$ nm et de facteur de remplissage $f = 380$ nm. Le guide d'onde est formé d'une rangée manquante de trous dans la direction ΓK (Fig. 5.13(a)). Sa longueur totale est $300 a$ et son entrée est placée à $30 \mu\text{m}$ de la marche.

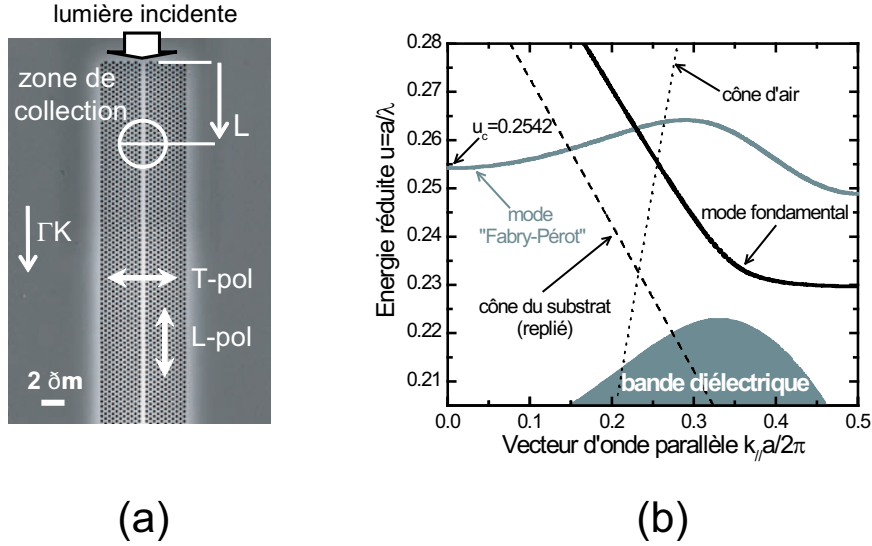


Figure 5.13: (a) Image MEB du guide d'onde. Le cercle blanc représente la zone de collection de la lumière. Les polarisations longitudinale (L) et transverse (T) de la lumière émise sont indiquées. (b) Diagramme de bande du guide d'onde.

[(a) SEM top view micrograph of the photonic crystal waveguide. The white circle represents the collection spot. The transverse (T) and longitudinal (L) polarization directions with respect to the waveguide axis are indicated. (b) Dispersion diagram of the photonic crystal waveguide.]

La figure 5.13(b) représente le diagramme de dispersion du guide d'onde étudié. À l'intérieur de la bande interdite photonique ($0.2225 < u < 0.2976$), le guide possède deux modes propres: le mode fondamental (pair par rapport à l'axe du guide) et un mode de type Fabry-Pérot (impair) de fréquence de coupure $u_c = 0.2542$.

Protocole expérimental

Les deux modes propres sont excités à l'entrée du guide grâce à la lumière émise par les puits quantiques dans la zone active de l'hétérostructure à guides couplés (voir 5.1). La zone de collection est placée au-dessus de la rangée de trous manquante (Fig. 5.13(a)). La lumière diffractée vers l'air est collectée symétriquement par rapport à l'axe du guide. La zone de collection est éloignée progressivement de l'entrée du guide avec des pas de d'environ 800 nm, soit $2-3 a$. Les polarisations longitudinale (L) et transverse (T) de la lumière émise peuvent être sélectionnées à l'aide du polariseur. Elles correspondent respectivement à un champ électrique perpendiculaire ou parallèle à l'axe du guide.

Étude du signal collecté

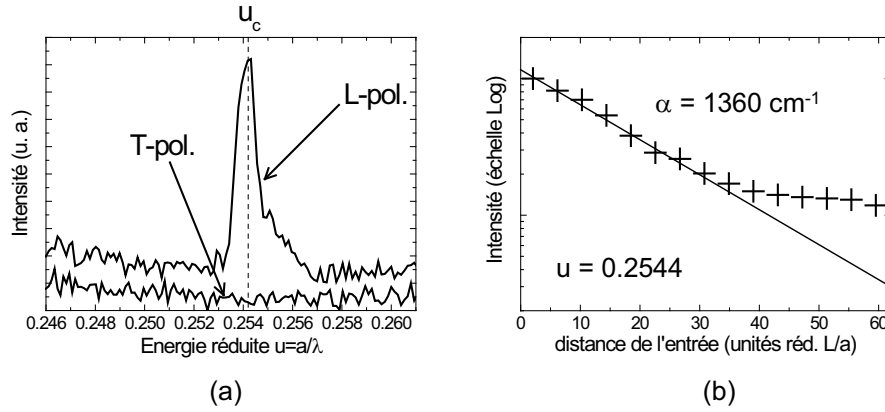


Figure 5.14: (a) Spectre d'émission frontale à l'entrée du guide pour les polarisations T et L. (b) Intensité diffractée vers l'air en fonction de la distance de l'entrée du guide à l'énergie $u = 0.2544$.
 [(a) Intensity of the out-of-plane scattering at the entrance of the waveguide for T- and L-polarizations. (b) Intensity of the out-of-plane scattering measured along the waveguide at the normalized energy $u = 0.2544$.]

L'intensité lumineuse collectée à l'entrée du guide est représentée pour les polarisations L et T dans la figure 5.14(a). Le spectre de la polarisation T est plat tandis que la polarisation L présente un pic centré autour de $u = 0.254$. Cette énergie correspond à la fréquence de résonance u_c de la cavité Fabry-Pérot transverse définie par les frontières du guide et le pic observé doit provenir de la diffraction vers l'air des modes Fabry-Pérot d'énergie $u > u_c$.

Ce résultat est confirmé par la polarisation de la lumière collectée. Les modes Fabry-Pérot sont situés dans le cône d'air et sont couplés à des modes de fuites dans l'air (voir paragraphe 5.2.2). Comme leur champ électrique est parallèle à l'axe du guide, la conservation de la composante parallèle du champ électrique à l'interface entre l'échantillon et l'air impose que la lumière émise vers l'air soit de polarisation L.

La lumière collectée provient donc majoritairement du mode Fabry-Pérot. Plusieurs raisons permettent d'expliquer la dominance de son émission frontale sur celle du mode fondamental. Le mode fondamental est d'abord bien confiné dans le guide et son recouvrement avec les trous est très faible. Il est aussi situé au bord du cône d'air aux énergies étudiées: l'efficacité de son couplage avec les modes de fuite est donc faible. Pour étudier le mode fondamental avec notre méthode, il faudrait se placer aux alentours de $u = 0.27$. Le guide y est monomode et le mode fondamental est situé dans le cône d'air. Malheureusement, les périodes disponibles sur nos échantillons ne permettent pas d'étudier cette région. L'étude du mode Fabry-Pérot suffit toutefois à démontrer la faisabilité de la technique. Elle est aussi plus simple grâce à l'intensité d'émission verticale élevée de ce mode.

Le maximum du pic est atteint à l'énergie de coupure du mode Fabry-Pérot. A cette énergie, le mode Fabry-Pérot est parfaitement transverse et pénètre dans les frontières du guide. Sa forte interaction avec les trous donne lieu à une forte diffraction vers l'air. Plus l'énergie augmente, plus le mode Fabry-Pérot est confiné et son recouvrement avec les trous diminue. L'intensité diffractée vers l'air décroît et explique la décroissance du pic pour $u > u_c$. Notons que l'intensité diffractée atteint des valeurs négligeables pour $u > 0.257$. Le mode Fabry-Pérot devrait toutefois être détecté jusqu'à sa sortie du cône d'air, c'est-à-dire pour $k_{//} > 0.26$. Ce paradoxe s'explique par l'entrée du mode dans le cône du substrat (voir paragraphe suivant).

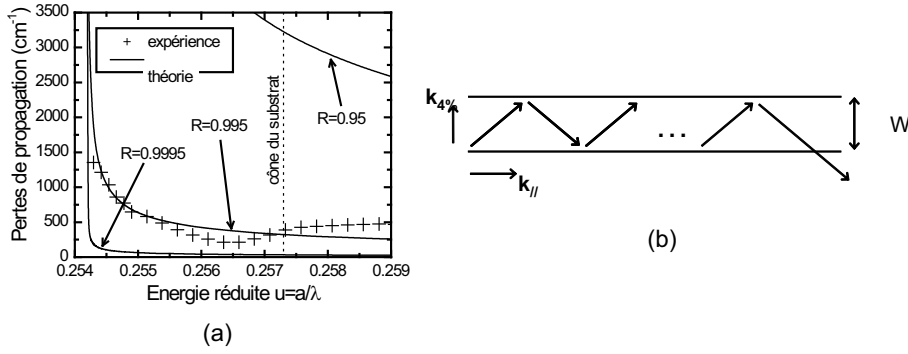


Figure 5.15: (a) Pertes de propagation théoriques et expérimentales du mode Fabry-Pérot. (b) Modèle simple pour décrire la propagation d'un photon du mode Fabry-Pérot dans le guide.
[Theoretical and experimental propagation losses of the Fabry-Pérot mode. (b) Simple model which describes the propagation of a photon of the Fabry-Pérot mode in the waveguide.]

5.2.5.3 Étude expérimentale des pertes du mode Fabry-Pérot

L'intensité lumineuse diffractée vers l'air a été collectée le long du guide avec un pas d'environ 800 nm, soit 2-3 a . Les valeurs expérimentales mesurées à l'énergie normalisée $u = 0.2544$ sont présentées à titre d'exemple dans la figure 5.14(b). Après une décroissance uniforme sur les 30-35 premières périodes, l'intensité mesurée présente un plateau sur les périodes suivantes. Les valeurs de ce plateau n'ont pas de signification et traduisent simplement le fait que l'intensité diffractée par le mode Fabry-Pérot a atteint celle du bruit de fond. Une régression linéaire sur les valeurs significatives qui précèdent le plateau permet d'évaluer les pertes de propagation à $\alpha = 1360 \text{ cm}^{-1}$ pour l'énergie normalisée $u = 0.2544$.

Une analyse semblable permet d'évaluer les pertes de propagation du mode Fabry-Pérot à toutes les énergies étudiées (Fig. 5.15(a)). Ces pertes diminuent rapidement de $\alpha \approx 1360 \text{ cm}^{-1}$ à $\alpha \approx 300 \text{ cm}^{-1}$ pour $u_c < u < 0.257$ et augmentent à nouveau à partir de $u = 0.257$.

5.2.5.4 Etude théorique des pertes du mode Fabry-Pérot

Les pertes du mode Fabry-Pérot peuvent être évaluées théoriquement à partir d'un modèle simple fondé sur le temps de vie du photon dans la cavité Fabry-Pérot transverse définie par les parois du guide. La largeur effective de cette cavité vaut $W = m^* \frac{a}{2n_{eff}u_c} = 929 \text{ nm}$, où $m^* = 4$ est l'ordre de la cavité et $n_{eff} = 3.22$ l'indice effectif du guide planaire.

Considérons un photon du mode Fabry-Pérot qui se propage dans la cavité avec le vecteur d'onde parallèle k_{\parallel} . Dans un modèle simplifié, ce photon effectue des allers-retours entre les deux miroirs de la cavité avec un angle θ défini par $\theta = k_{\parallel}/k_{\perp}$, où k_{\perp} est son vecteur d'onde orthogonal donné par $k_{\perp} = m^*\pi/W = 4\pi/W$ (Fig. 5.15(b)). A chaque réflexion, la probabilité que le photon reste dans la cavité est égale à la réflectivité R du miroir. La probabilité de présence du photon dans la cavité après N réflexions est donc proportionnelle à e^{-N/N_0} , où $N_0 = -1/(2\ln(R))$ est le nombre moyen d'allers-retours effectués par le photon avant de sortir de la cavité. La distance longitudinale L parcourue par le photon dans le guide après N allers-retours est égale à $L = NW^2 \frac{k_{\parallel}}{2\pi}$. Finalement, le coefficient d'atténuation du mode Fabry-Pérot dans le guide est égal à:

$$\alpha = -4\pi \frac{\ln(R)}{W^2 k_{\parallel}} \quad (5.8)$$

Les valeurs théoriques du coefficient d'atténuation α du mode Fabry-Pérot en fonction de l'énergie normalisée u ont été calculées à l'aide de l'équation 5.8 pour $R = 0.95, 0.995$ et 0.9995 (Fig. 5.15(b)). Ces valeurs correspondent respectivement à 10, 100 et 1000 allers-retours, et des facteurs de qualité de la cavité Fabry-Pérot égaux à 245, 2507 et 25126. Dans tous les cas, le coefficient d'atténuation diverge à la fréquence de coupure u_c . A cette énergie, $k_{\parallel}=0$ et le mode Fabry-Pérot ne se propage pas dans le guide.

5.2.5.5 Analyse des résultats

Les résultats expérimentaux s'accordent avec les valeurs théoriques obtenues pour $R = 0.995$. La réflectivité des miroirs à cristaux photoniques qui constituent les parois du guide est estimée par simulations FDTD à $R = 0.987$. Cette différence s'explique par les fortes approximations du modèle décrit ci-dessus. En particulier, l'image des allers-retours est d'autant moins valable que la largeur de la cavité diminue. Dans notre cas, la largeur de la cavité est du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde étudiées.

Pour $u > 0.257$, les pertes de propagation mesurées sont supérieures d'un facteur 2 à celles des prédictions théoriques. L'origine de ces pertes peut être comprise avec le diagramme de dispersion du guide (Fig.5.13(b)). En plus du cône d'air, nous avons représenté le *cône du substrat* sur ce diagramme. Ce cône représente l'ensemble des modes de fuite du substrat auxquels les modes guidés de l'hétérostructure peuvent se coupler. Ce cône possède une ouverture angulaire bien plus large que celle cône d'air en raison de l'indice plus élevé du substrat. Pour cette raison, les modes de Bloch qui se propagent dans l'hétérostructure comptent généralement au moins une composante de Fourier dans le cône du substrat (celle de la première zone de Brillouin). Le croisement de la courbe de dispersion d'un de ces modes avec un des repliements du cône du substrat indique qu'une composante de Fourier d'ordre plus élevé pénètre ou sort de ce cône. A l'énergie $u = 0.257$, la courbe de dispersion du mode Fabry-Pérot pénètre dans l'un des repliements et le nombre de composantes de Fourier du mode Fabry-Pérot situées dans le cône du substrat augmente. Le nombre de modes de fuite vers le substrat qui se couplent au mode Fabry-Pérot augmente et les pertes du mode Fabry-Pérot augmentent aussi.

5.2.6 Application à la cartographie du champ électromagnétique

La technique de détection frontale résolue spatialement peut aussi être appliquée à la cartographie du champ électromagnétique dans une structure à cristaux photoniques.

5.2.6.1 Principe de fonctionnement

La figure 5.16(a) illustre le principe général de la mesure. La surface de l'échantillon est balayée par la zone de collection qui parcourt les nœuds d'une grille. La distance minimale entre ces nœuds est égale à la précision de déplacement de la zone de collection, soit environ 800 nm.

Ces mesures permettent de connaître l'intensité lumineuse diffractée vers l'air aux différents points d'une structure, et donc d'obtenir des informations sur la localisation du champ dans cette structure.

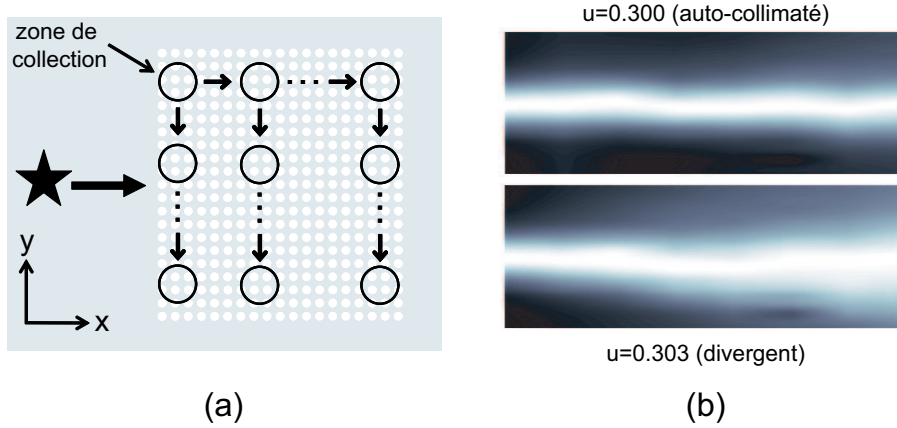


Figure 5.16: (a) Cartographie du champ électromagnétique d’une structure auto-collimatrice par détection frontale: l’intensité lumineuse diffractée vers l’air est mesurée en balayant la surface de l’échantillon. (b) Cartographie du champ électromagnétique mesurée dans le cas d’un faisceau auto-collimaté ($u = 0.300$) et dans le cas d’un faisceau divergent ($u = 0.303$).

[Schematic showing the principle of how to map the electromagnetic field of an auto-collimating structure from vertical measurements: the intensity of the out-of-plane scattering is measured by scanning the sample surface. (b) Mapping of the electromagnetic field of an auto-collimated beam ($u = 0.300$) and a divergent beam ($u = 0.303$).]

5.2.6.2 Étude d’une structure auto-collimatrice

Ce paragraphe applique la technique de cartographie du champ électromagnétique par détection frontale pour étudier le phénomène d’auto-collimation (voir paragraphe 2.3.4). La structure étudiée est celle du paragraphe 5.2.2. Elle est formée d’un pavé de cristaux photoniques de réseau carré de dimensions $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$. La période est $a = 280\ \text{nm}$ et le facteur de remplissage est $f = 41\%$. Le phénomène d’auto-collimation se produit dans la bande d’énergie située autour de $u = 0.3$.

La lumière est injectée dans la structure en plaçant la zone d’excitation à environ $16\ \mu\text{m}$ de l’interface. L’intensité diffractée vers l’air est collectée selon des lignes parallèles à l’interface et distantes de $4\ \mu\text{m}$. La zone de collection est déplacée avec un pas de $800\ \text{nm}$ sur chaque ligne. La figure 5.16(b) donne les résultats obtenus pour les énergies $u = 0.300$ et $u = 0.303$. L’intensité mesurée est représentée par une échelle de gris où le blanc indique une intensité maximale.

A l’énergie $u = 0.300$, la lumière est concentrée sur une bande lumineuse perpendiculaire à l’interface: le faisceau est auto-collimaté. A l’énergie $u = 0.303$, le faisceau est légèrement divergent. Ces résultats seront étudiés en détail dans la partie 6.2 où nous verrons qu’ils sont bien conformes aux prédictions théoriques.

Cet exemple illustre la faisabilité de la technique de cartographie du champ par détection frontale. Cette méthode permet d’obtenir de nombreuses informations sur le champ électromagnétique à l’intérieur de la structure: largeur du faisceau, pertes, différences spectrales... Elle peut s’appliquer à la plupart des composants à cristaux photoniques et offre des perspectives nouvelles pour l’étude expérimentale de leur propriétés.

5.3 Conclusion et perspectives

Deux extensions de la technique de la source interne ont été développées pour faciliter l'étude de la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques. La *technique des guides couplés* réduit d'un facteur 6 les pertes de propagation et permet d'étudier la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques sur de longues distances. La technique de *détection frontale résolue spatialement* analyse la lumière diffractée hors plan pour obtenir des informations sur les modes qui se propagent dans une structure. Elle peut être appliquée pour mesurer les pertes de propagation et cartographier le champ électromagnétique. Ces deux méthodes ont été démontrées dans des configurations simples et peuvent même être associées. Leur potentiel offre de nombreuses perspectives d'avenir.

La technique des guides couplés pourra être utilisée sur de nombreux types d'échantillons et la forme de la zone active pourra être adaptée en fonction des structures étudiées. Cette technique constitue aussi une première étape vers l'intégration commune d'éléments actifs et passifs au sein d'un échantillon à cristaux photoniques.

Les mesures par détection frontale possèdent aussi un grand potentiel d'avenir. Cette technique doit être adaptée prochainement sur le montage *end-fire* pour résoudre le problème du mélange des polarisations TE et TM et augmenter l'intensité des signaux collectés. Cette adaptation permettra peut-être d'étudier les modes situés hors du cône d'air. Enfin, la technique sera prochainement appliquée à l'étude expérimentale des nouveaux composants optiques proposés dans la partie 6.3.

Chapitre 6

Phénomène d'auto-collimation dans les cristaux photoniques

Les propriétés originales de propagation de la lumière dans les cristaux photoniques sont à l'origine des phénomènes de réfraction négative, de super-dispersion et d'auto-collimation (voir paragraphe 2.3). Les multiples démonstrations expérimentales de ces effets dans les cristaux photoniques [9,10,15,14,48] invitent à envisager la réalisation de nouveaux composants pour l'optique intégrée fondés sur leurs propriétés originales.

Le phénomène de réfraction négative pourrait par exemple permettre la conception de *super-lentilles* de résolution inférieure à la longueur d'onde [59,93,47]. Les fondements théoriques de cette proposition ne sont pas encore acceptés par l'ensemble de la communauté scientifique [94,61]. De plus, le principe de fonctionnement est basé sur les propriétés spécifiques des métamatériaux *gauche* que ne possèdent pas les cristaux photoniques (voir paragraphe 2.3.1).

Le phénomène de super-dispersion peut aussi être utilisé pour réaliser des composants pour l'optique intégrée comme des *super-prismes* démultiplexeurs de longueurs d'onde [50]. Cet effet se produit dans des régions très limitées de l'espace réciproque. Les vecteurs d'onde des faisceaux lumineux utilisés doivent donc être confinés dans ces régions restreintes de l'espace réciproque et les faisceaux correspondants sont très étendus dans l'espace réel. Les possibilités d'applications du phénomène sont donc intrinsèquement limitées.

Nous pensons que le potentiel d'application du phénomène d'auto-collimation est le plus grand parmi les trois phénomènes originaux observés. Ce chapitre lui est spécialement consacré. L'origine physique du phénomène a déjà été étudiée au paragraphe 2.3.4 à l'aide de l'analyse de Fourier des ondes de Bloch impliquées. Cette description théorique sera complétée par une approche plus pragmatique qui explique comment optimiser l'effet en fonction des applications envisagées. Ensuite, les résultats de la caractérisation optique de structures auto-collimatrices élémentaires seront présentés. Enfin, deux composants optiques originaux fondés sur le phénomène d'auto-collimation seront proposés: un condenseur de lumière et un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde.

6.1 Étude théorique du phénomène d'auto-collimation

Le terme *collimation* vient du latin *colligere* (rassembler, réunir, resserrer) et désigne l'“action de rendre et de maintenir parallèles les rayons d'un faisceau lumineux dans une section donnée sur une longueur donnée”. Le phénomène inverse est la *divergence*.

Le terme *auto-collimation* désigne la capacité d'un faisceau lumineux à réaliser lui-même sa *collimation*.

6.1.1 Description du phénomène d'auto-collimation

Le phénomène d'auto-collimation est étudié avec l'exemple de la réfraction d'une onde plane d'un milieu diélectrique vers un cristal photonique (Fig. 6.1(a)). Soit α_i l'angle d'incidence et α_t l'angle de la direction de propagation de l'onde de Bloch transmise. Le phénomène d'auto-collimation idéal traduit que l'onde de Bloch transmise se propage perpendiculairement à l'interface quelle que soit la direction de l'onde plane incidente ($\alpha_t = 0, \forall \alpha_i$).

Le phénomène d'auto-collimation n'est jamais parfait dans les cas réels: l'angle α_t n'est jamais nul et varie toujours en fonction de l'énergie et de l'angle α_i . A titre d'exemple, nous étudions la transmission d'ondes planes dans un cristal photonique planaire formé de trous d'air gravés dans une hétérostructure guidante. Le réseau est carré et le facteur de remplissage est égal à 41 %. Ces paramètres correspondent à l'échantillon étudié au paragraphe 6.2.

La figure 6.1(b) représente les courbes iso-énergie du cristal photonique étudié pour les énergies $u = 0.28$ et $u = 0.31$. Les ondes planes incidentes peuvent provenir de l'air ou d'un diélectrique d'indice $n = 3.38$ (indice effectif de l'hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As). L'angle d'incidence étudié est égal à 10° . La composante parallèle k_{\parallel} du vecteur d'onde incident est donnée par $k_{\parallel} = nu \sin(\alpha_i)$. Comme l'onde de Bloch transmise est sélectionnée sur la courbe iso-énergie par la conservation de k_{\parallel} , son angle α_t dépend comme k_{\parallel} des paramètres n , α_i et u .

La figure 6.1(c) montre les variations de l'angle α_t en fonction de l'angle d'incidence α_i pour les énergies $u = 0.28$ et $u = 0.31$. A énergie u et angle d'incidence α_t fixés, les valeurs de l'angle α_t peuvent être très différentes selon l'indice n du milieu d'où provient l'onde plane incidente. L'étude des variations de α_t en fonction de α_i renseigne peu sur le phénomène d'auto-collimation car les valeurs dépendent du milieu d'où provient l'onde plane incidente. En réalité, seule compte la forme des surfaces iso-énergie. Pour pouvoir la comparer à différentes énergies et étudier le phénomène d'auto-collimation, les variations de α_t seront exprimées dans la suite en fonction du paramètre γ défini par:

$$\gamma = k_{\parallel}/u \quad (6.1)$$

6.1.2 Outils d'analyse du phénomène d'auto-collimation

6.1.2.1 Énergie d'auto-collimation d'un cristal photonique

La figure 6.2(a) représente les courbes iso-énergie de la deuxième bande de transmission du cristal photonique étudié (réseau carré de trous d'air dans un diélectrique d'indice $n = 3.38$, $f = 41\%$). Le phénomène d'auto-collimation se produit aux énergies proches de $u = 0.3$ pour lesquelles le rayon de courbure des surfaces iso-énergie est très grand (Fig. 6.2(b)). La courbure des surfaces iso-énergie s'inverse à l'énergie $u = 0.2969$ pour laquelle le rayon de courbure est infini à $k_{\parallel} = 0$. Ce point est le seul à vérifier cette propriété qui signifie une auto-collimation idéale. L'énergie $u = 0.2969$ est donc unique et spécifique d'un cristal photonique. Nous la définissons comme l'énergie d'auto-collimation u_{col} du cristal photonique. Elle permet la localisation énergétique du phénomène d'auto-collimation dans un cristal photonique donné.

L'auto-collimation est idéale pour l'énergie u_{col} autour de $k_{\parallel} = 0$. La figure 6.2(c) donne les variations de α_t en fonction du paramètre $\gamma = k_{\parallel}/u$ pour les énergies proches de $u_{col} = 0.2969$. Seule l'énergie u_{col} possède une dérivée nulle en $\gamma = 0$ et se rapproche ainsi de l'auto-collimation parfaite au environ $\gamma = 0$.

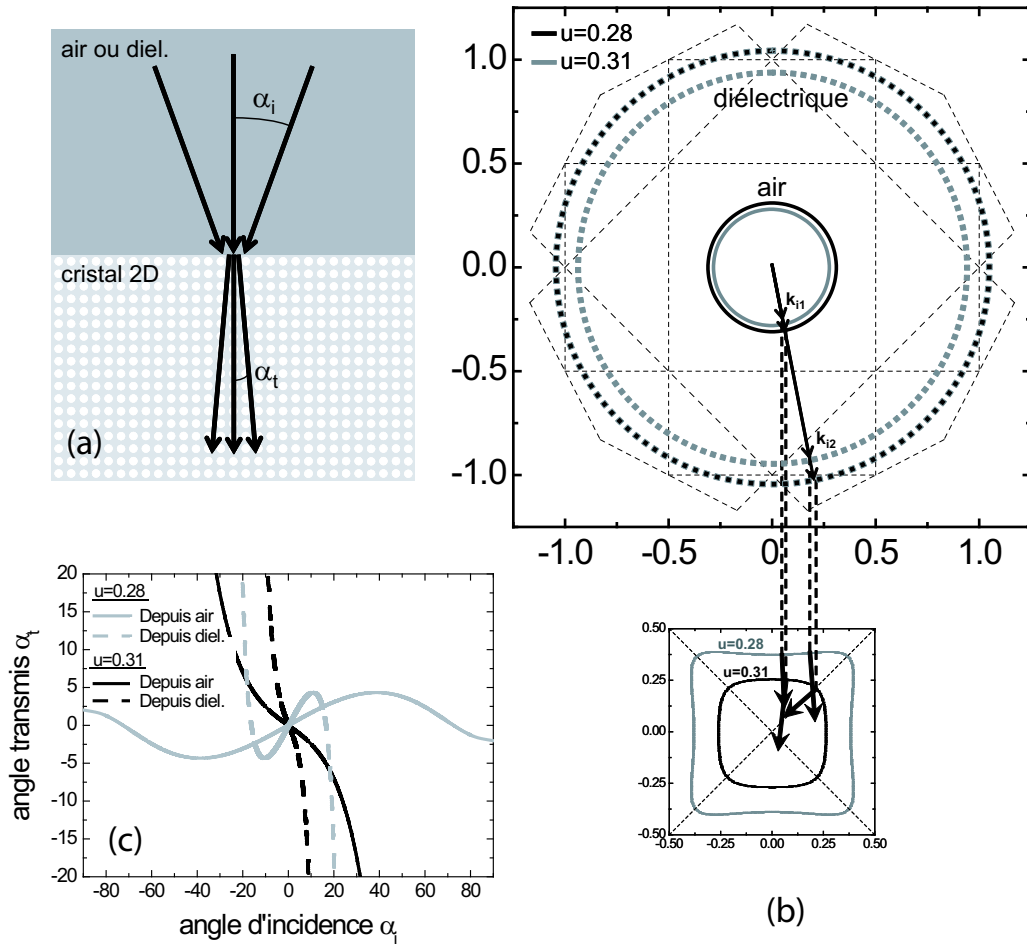


Figure 6.1: (a) Réfraction de la lumière à l'interface entre un milieu homogène (air ou diélectrique) et un cristal photonique 2D. L'onde plane incidente se propage selon l'angle α_i par rapport à la normale à l'interface et l'onde de Bloch transmise selon l'angle α_t . (b) Détermination des ondes de Bloch transmises dans le cristal aux énergies $u = 0.28$ et $u = 0.31$ à l'aide des courbes iso-énergie. L'onde plane incidente provient de l'air (traits pleins) ou d'un diélectrique d'indice $n = 3.38$ (hétérostructure guidante GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) (trait pointillé). L'angle d'incidence est $\alpha_i = 10^\circ$. (c) Variations de α_t en fonction de l'angle d'incidence α_i , de l'énergie et du milieu d'où provient l'onde plane incidente: air (trait plein) ou diélectrique (trait pointillé).

[(a) Schematic representation of light refraction at the interface between an homogeneous medium (air or dielectric) and a 2D photonic cristal. The incident plane wave propagates with the angle α_i and the transmitted Bloch wave with the angle α_t . (b) Equi-frequency surfaces analysis of the transmitted Bloch waves at the energies $u = 0.28$ (black curves) and $u = 0.31$ (gray curves). The incident plane wave comes either from the air (full curves) or from a dielectric with the index $n = 3.38$ (heterostructure GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) (dashed curves). The incident angle is $\alpha_i = 10^\circ$. (c) α_t as a function of the incident angle α_i , of the energy and of the medium from which the plane wave arrives: air (full curves) or dielectric (dashed curves).]

Dans la pratique, l'optimisation du phénomène d'auto-collimation répond à la problématique suivante: Étant donnée une tolérance $\delta\alpha_t$ sur l'angle transmis autour de la normale, quelle énergie permet de travailler avec les plus grands angles d'incidence?

Considérons par exemple les ondes de Bloch transmises dans le cône $-1^\circ < \alpha_t < 1^\circ$. A l'énergie u_{col} , seules les ondes planes incidentes telles que $|\gamma| < 0.34$ sont transmises dans ce

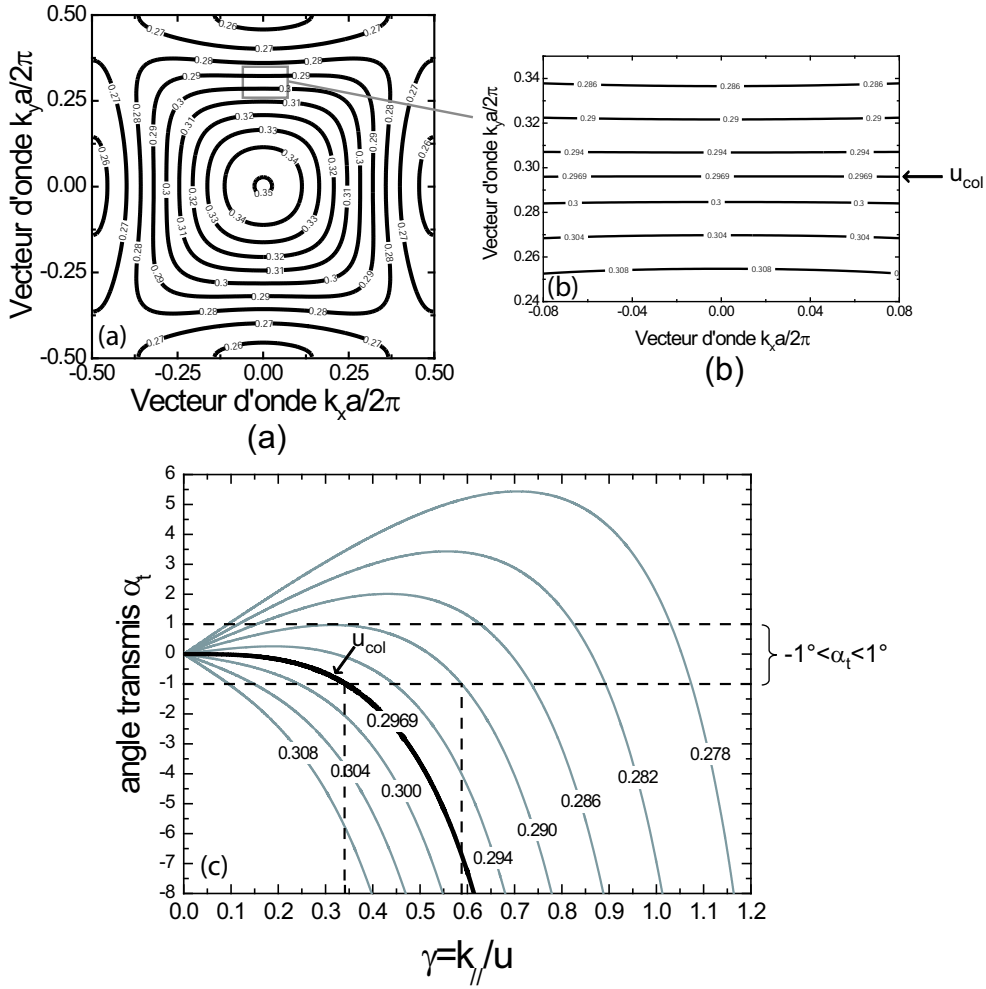


Figure 6.2: (a) Courbes iso-énergie de la deuxième bande de transmission du cristal photonique 2D étudié (Réseau carré de trous d'air dans un diélectrique d'indice $n = 3.38$, $f = 41\%$) (b) Zoom dans une région d'auto-collimation: l'énergie $u_{col} = 0.2969$ correspond à l'inversion de la courbure des courbes iso-énergie. (c) Variations de l'angle transmis α_t en fonction du paramètre $\gamma = k_{\parallel}/u$ et de l'énergie de l'onde incidente.

[(a) Equi-frequency surfaces of the second transmission band of the 2D photonic crystal under study (square lattice of air holes etched in a dielectric with the index $n = 3.38$, $f = 41\%$) (b) Zoom of the auto-collimation region: the curvature of the equi-frequency surfaces changes at the particular energy $u_{col} = 0.2969$. (c) Variations of the transmitted angle α_t as a function of the parameter $\gamma = k_{\parallel}/u$ and the energy of the incident plane wave.]

cône. A l'énergie $u = 0.290$, la tolérance est bien plus grande et vaut $|\gamma| < 0.58$. L'énergie u_{col} n'optimise donc pas nécessairement un problème d'auto-collimation donné. Mais son unicité permet la localisation énergétique du phénomène d'auto-collimation dans un cristal photonique donné.

6.1.2.2 Capacité d'auto-collimation d'un cristal photonique

Pour optimiser le phénomène d'auto-collimation, il faut pouvoir comparer ses caractéristiques dans des cristaux photoniques différents. Ce paragraphe définit deux critères qui permettent de quantifier la *capacité d'auto-collimation* d'un cristal photonique donné.

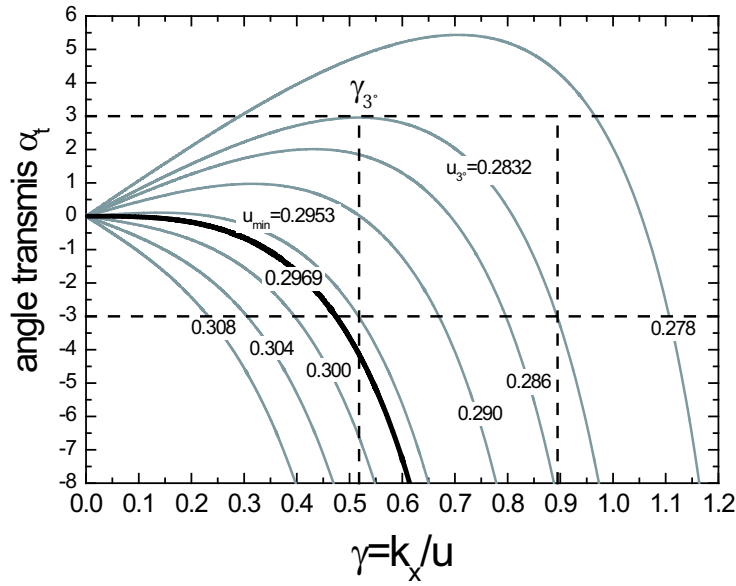


Figure 6.3: Définition des critères de comparaison γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ} = 2(u_{3^\circ} - u_{\min})/(u_{3^\circ} + u_{\min})$ de la capacité d'auto-collimation d'un cristal photonique.
[Definition of the comparaison criteria γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ} = 2(u_{3^\circ} - u_{\min})/(u_{3^\circ} + u_{\min})$ for the auto-collimation capability of a photonic crystal.]

Soit un cristal photonique dont les surfaces iso-énergie présentent localement une inversion de courbure. Pour décrire la capacité d'auto-collimation de cette région, nous fixons d'abord arbitrairement une tolérance de 3° sur l'angle de transmission.

L'énergie u_{3° est définie comme l'énergie pour laquelle le paramètre γ est maximum sous la condition $|\alpha_t| < 3^\circ$. Dans l'exemple de la figure 6.3, u_{3° est égale à 0.2832 et la valeur maximale de γ est 0.89. Toutes les ondes planes incidentes d'énergie $u = 0.2826$ et d'angle d'incidence tel que $\gamma < 0.89$ ($\alpha_i < \sin^{-1}(0.89/n) = 62.9^\circ$ pour l'air et 15.3° pour le diélectrique) se couplent donc à des ondes de Bloch telles que $|\alpha_t| < 3^\circ$.

Le paramètre γ_{3° est défini comme la valeur de γ pour laquelle $|\alpha_t| = 3^\circ$ à l'énergie u_{3° . Dans l'exemple de la figure 6.3, γ_{3° est égal à 0.52. Nous chercherons alors la plage d'énergie pour laquelle les ondes planes incidentes telles que $|\gamma| < |\gamma_{3^\circ}|$ se couplent à des ondes de Bloch telles que $|\alpha_t| < 3^\circ$. La borne supérieure est u_{3° . La borne inférieure u_{\min} est donnée par l'énergie de la courbe qui passe par le point $(\gamma_{3^\circ}, -3^\circ)$ (voir Fig. 6.3). Le paramètre $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ est défini par:

$$(\Delta u/u)_{3^\circ} = 2 \frac{u_{3^\circ} - u_{\min}}{u_{3^\circ} + u_{\min}} \quad (6.2)$$

Le paramètre γ_{3° permet de quantifier la *platitude* des courbes iso-énergie. Plus γ_{3° est grand, plus le rayon de courbure est grand: l'angle α_t reste faible pour de plus grandes valeurs de l'angle α_i .

Le paramètre $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ quantifie la tolérance énergétique de l'auto-collimation. Il correspond à la bande d'énergie relative maximale dans laquelle se produit l'auto-collimation avec une tolérance de 3° . Dans l'exemple de la figure 6.3, u_{\min} et $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ sont respectivement égaux à 0.2953 et ≈ 0.0418 . Toutes les ondes planes incidentes d'énergie $0.2832 < u < 0.2953$ telles que $|\gamma| < |\gamma_{3^\circ}|$ se couplent donc à des ondes de Bloch telles que $|\alpha_t| < 3^\circ$.

En résumé, les paramètres γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ sont définis de façon arbitraire pour pouvoir

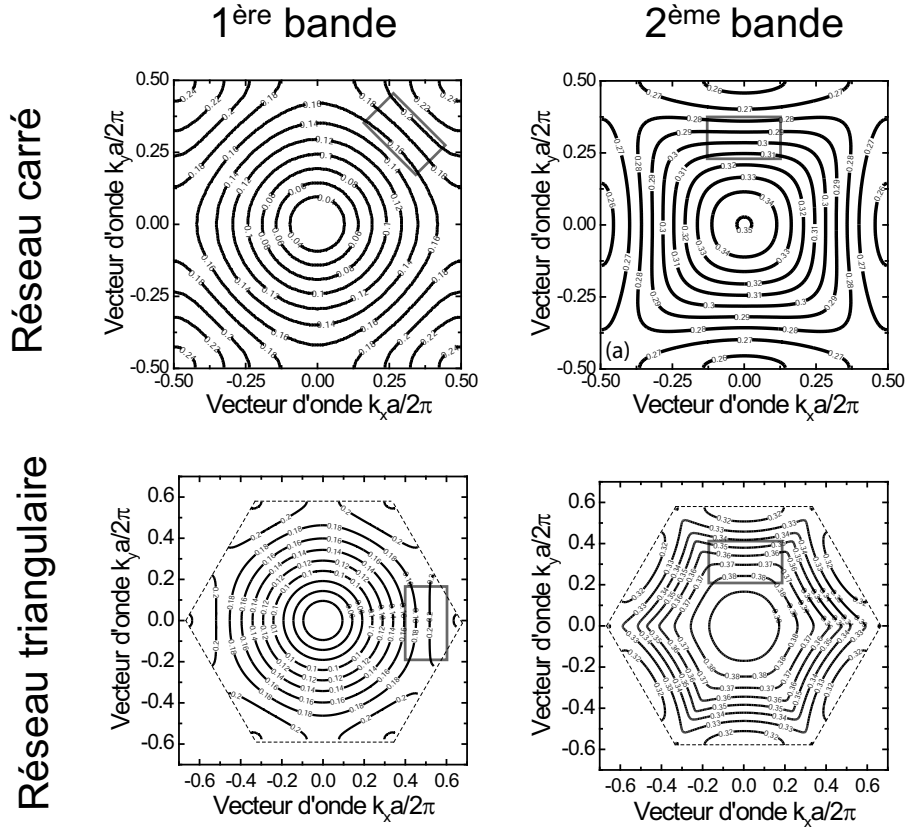


Figure 6.4: Courbes iso-énergies des deux premières bandes de transmission des réseaux carré et triangulaire (paramètres: $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 3.38$ et $f=41\%$). Le rectangle indique la zone d'inversion de la courbure où se produit le phénomène d'auto-collimation.

[Equi-frequency surfaces of the first and second transmission bands of the square and triangular 2D photonic crystal (Parameters: $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 3.38$ and $f=41\%$). The rectangle highlights the location where there is the curvature inversion and the auto-collimation phenomenon.]

comparer la capacité d'auto-collimation de deux cristaux photoniques distincts. Plus γ_{3° est grand, plus l'auto-collimation est robuste pour de grandes valeurs de l'angle d'incidence α_i . Plus $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ est grand, plus l'auto-collimation est robuste sur de larges plage d'énergie.

6.1.3 Choix du réseau et de la bande de transmission

Ce paragraphe utilise les paramètres γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ pour comparer la capacité d'auto-collimation des cristaux photoniques de réseaux carrés et triangulaires. La figure 6.4 représente les courbes iso-énergie des deux premières bandes de transmission pour le facteur de remplissage $f = 41\%$. Un rectangle indique les zones d'inversion de la courbure où se produit le phénomène d'auto-collimation. Cette représentation ne permet pas déterminer la zone qui optimise le phénomène.

La figure 6.5 représente les variations de l'angle transmis α_t en fonction du paramètre γ et de l'énergie de l'onde incidente. La distance entre les énergies représentée est adaptée à chaque cas pour améliorer la lisibilité des diagrammes. Les paramètres γ_{3° et $\Delta u/u_{3^\circ}$ ont été calculés ¹ à partir de ces courbes et leurs valeurs sont indiquées dans le tableau 6.1.

¹Le paramètre γ_{3° n'est pas défini dans la première bande de transmission du réseau triangulaire en raison

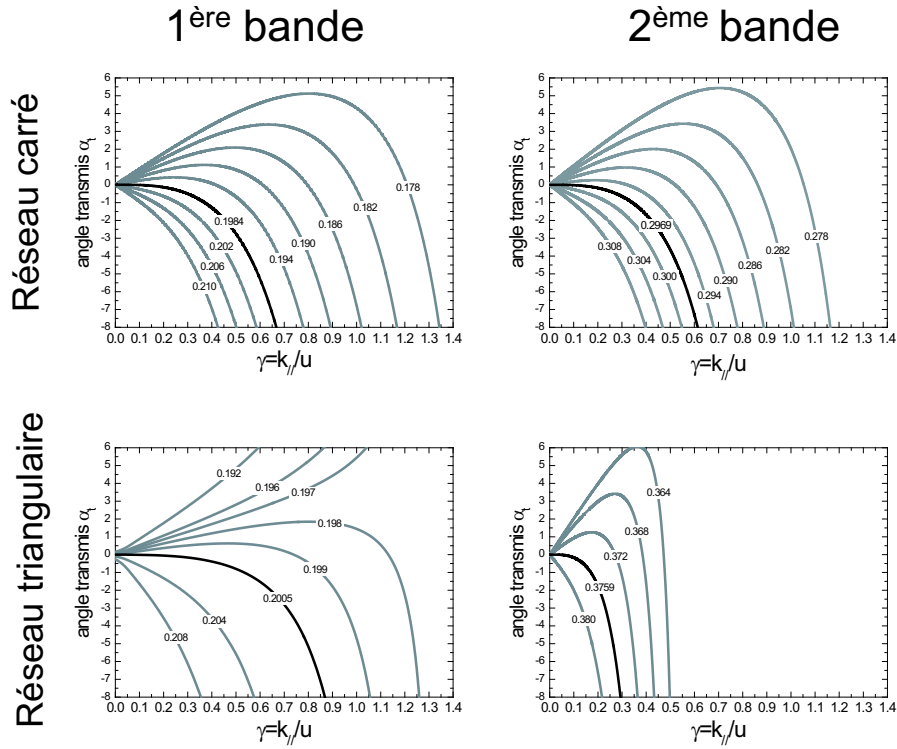


Figure 6.5: Variations de l'angle transmis α_t en fonction du paramètre $\gamma = k_{||}/u$ et de l'énergie de l'onde incidente pour les deux premières bandes de transmission des réseaux carré et triangulaire. La distance entre les énergies représentées est adaptée à chaque cas pour améliorer la lisibilité des diagrammes.

[Transmitted angle α_t as a function of the parameter $\gamma = k_{||}/u$ and the energy for the first and second transmission bands of the square and triangular 2D photonic cristal. The distance between the displayed energies is adapted to each case in order to improve the clarity of the diagrams.]

La capacité d'auto-collimation du réseau carré est nettement supérieure à celle du réseau triangulaire. La région optimale est située dans la première bande de transmission. Les périodes associées sont de l'ordre de 180 nm sur hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Comme la qualité des cristaux photoniques fabriqués à ces périodes est médiocre (voir paragraphe 3.4.3), les expériences sont effectuées sur la deuxième bande de transmission du réseau carré.

	γ_{3°		$(\Delta u/u)_{3^\circ}$	
	1 ^{ère} bande	2 ^{ème} bande	1 ^{ère} bande	2 ^{ème} bande
Réseau carré	0.59	0.52	0.0675	0.0418
Réseau triangulaire	0.55 ¹	0.25	0.0276	0.0100

Tableau 6.1: Comparaison des capacités d'auto-collimation des deux premières bandes de transmission des réseaux carré et triangulaire (Paramètres: $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 3.38$ et $f=41\%$).
[Comparison of the auto-collimation capabilities of the two first transmission bands of the square and triangular lattices (Parameters: $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 3.38$ and $f=41\%$).]

d'une singularité des courbes. La valeur $\gamma_{3^\circ} = 0.55$ est choisie arbitrairement et de façon cohérente avec les autres valeurs pour le calcul de $(\Delta u/u)_{3^\circ}$.

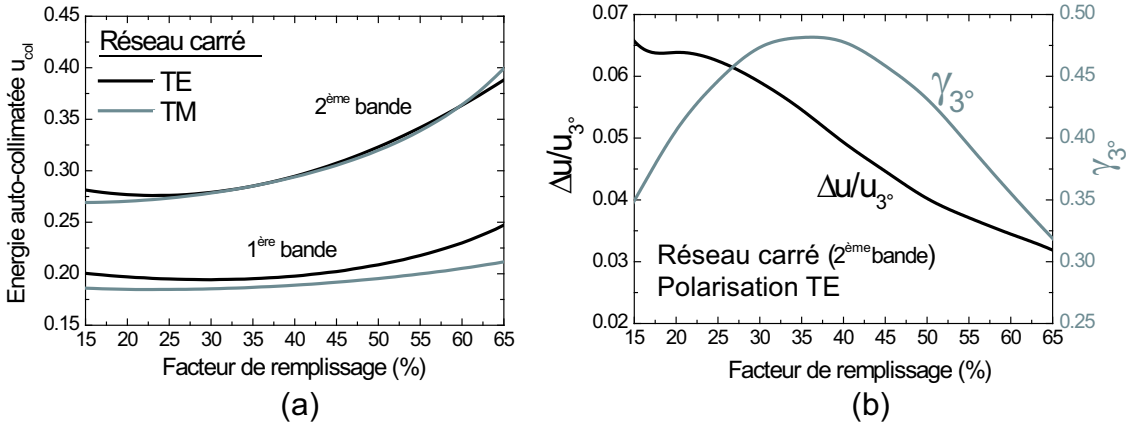


Figure 6.6: (a) Variations de l'énergie auto-collimatée u_{col} en fonction du facteur de remplissage et de la polarisation. (b) Variations des paramètres γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ en fonction du facteur de remplissage.

[(a) Auto-collimated energy u_{col} as a function of the filling factor and the polarization. (b) Variations of the parameters γ_{3° and $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ as a function of the filling factor.]

6.1.4 Influence du facteur de remplissage et de la polarisation

Ce paragraphe étudie l'influence du facteur de remplissage et de la polarisation sur le phénomène d'auto-collimation.

La figure 6.6(a) indique pour le réseau carré la position de l'énergie d'auto-collimation u_{col} en fonction du facteur de remplissage et de la polarisation. Dans la première bande de transmission, l'auto-collimation se produit à des énergies distinctes pour les polarisations TE et TM. Dans la seconde bande de transmission, les énergies d'auto-collimation sont confondues sur la plage de facteur de remplissage 30-40%. Certaines applications de cette différence peuvent être envisagées. Par exemple, la première bande pourrait permettre de séparer le comportement des deux polarisations. La seconde serait au contraire utilisée pour obtenir un comportement identique des deux polarisations.

La figure 6.6(b) montre les variations des paramètres γ_{3° et $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ en fonction du facteur de remplissage pour la seconde bande de transmission du réseau carré en polarisation TE. Le paramètre $(\Delta u/u)_{3^\circ}$ diminue avec le facteur de remplissage. La plage d'énergie auto-collimatée est donc d'autant plus faible que le facteur de remplissage est grand. Le paramètre γ_{3° présente un maximum pour $f = 36\%$. Ce facteur de remplissage optimise donc la capacité du cristal photonique à auto-collimater les ondes qui arrivent sous de grands angles d'incidence α_i .

6.1.5 Contrôle du phénomène d'auto-collimation par le réseau

Cette partie montre que la forme du réseau peut être avantageusement modifiée pour contrôler certaines propriétés du phénomène d'auto-collimation.

6.1.5.1 Réseau rectangulaire

Les propriétés des deux directions principales du réseau carré sont évidemment identiques. Généralement, seule une de ces directions est utilisée dans les applications du phénomène d'auto-collimation. Une idée naturelle pour optimiser l'utilisation du phénomène pourrait

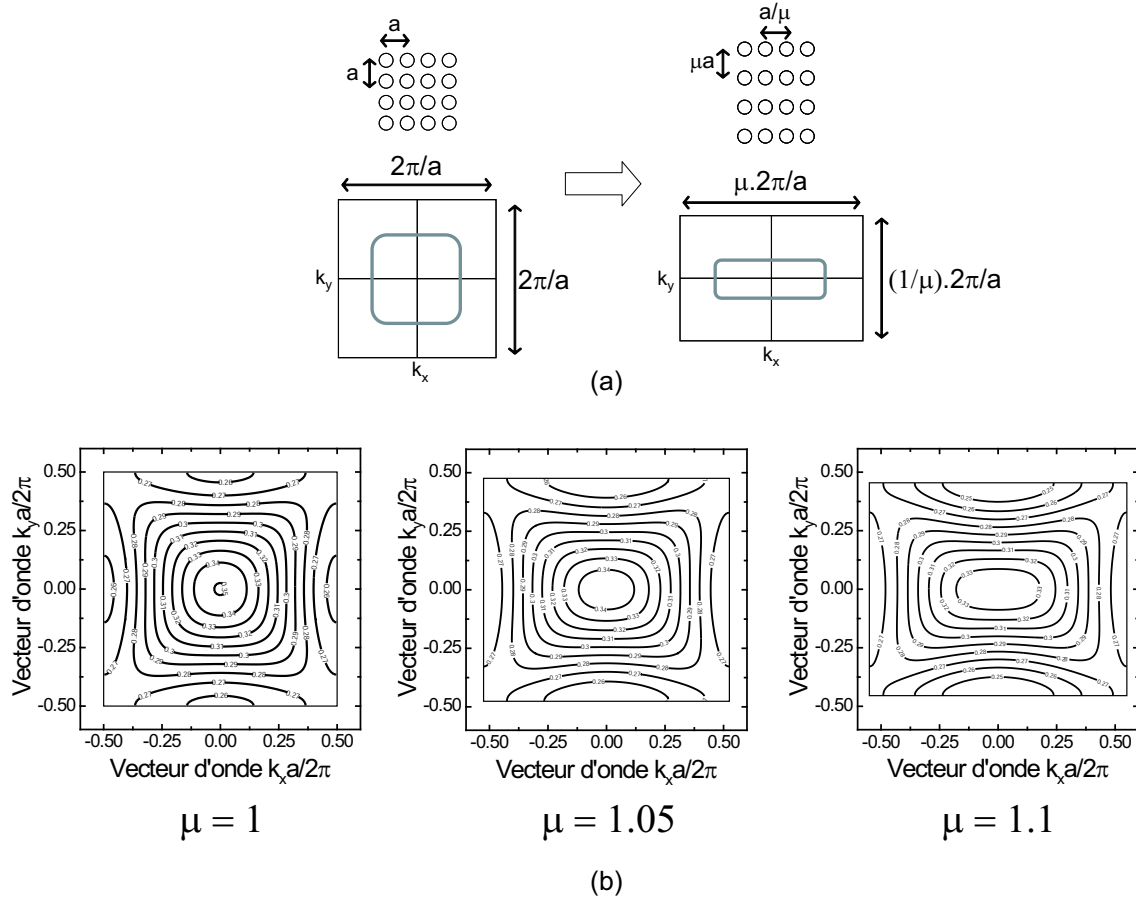


Figure 6.7: (a) Transformation d'un réseau carré en réseau rectangulaire par compression-dilatation de facteur μ et ses conséquences sur la première zone de Brillouin dans l'espace réciproque. (b) Transformation résultante des courbes iso-énergie pour $\mu = 1.05$ et $\mu = 1.1$.
 [(a) Transformation of a square lattice into a rectangular lattice by compression-dilatation with a factor of μ and its consequences on the first Brillouin zone in the reciprocal space. (b) Resulting transformation of the equi-frequency surfaces for $\mu = 1.05$ and $\mu = 1.1$.]

consister à favoriser l'effet dans une direction quitte à l'altérer dans l'autre. Nous allons étudier si le passage à un réseau rectangulaire pourrait donner de tels résultats.

La figure 6.7 représente les modifications des courbes iso-énergies sous l'influence d'une dilatation-contraction d'un facteur μ de la maille élémentaire. Les courbes iso-énergie prennent une forme rectangulaire. Intuitivement, l'allongement des courbes doit augmenter le rayon de courbure et améliorer le phénomène d'auto-collimation dans la direction correspondante. Les paramètres γ_{3° et $\Delta u/u_{3^\circ}$ pour $\mu = 1.05$ et $\mu = 1.1$ ont été calculés pour tester cette approche et sont indiqués dans le tableau 6.2.

	$\mu = 1$	$\mu = 1.05$	$\mu = 1.1$
γ_{3°	0.52	0.49	0.442
$\Delta u/u_{3^\circ}$	0.0418	0.0473	0.0491
u_{3°	0.2953	0.3032	0.3133

Tableau 6.2: Comparaison des capacités d'auto-collimation de réseaux rectangulaires.
 [Comparison of the auto-collimation capabilities of rectangular lattices]

Contrairement à l'intuition, le paramètre γ_{3° diminue lorsque μ augmente. Le passage

à un réseau rectangulaire permet bien d'obtenir des courbes iso-énergie rectangulaires et d'augmenter k_{\parallel} selon une direction. Mais le phénomène d'auto-collimation se décale en même temps vers les hautes énergies (u_{3° augmente). Finalement, $\gamma = k_{\parallel}/u$ diminue car l'augmentation de u est proportionnellement plus importante que celle de k_{\parallel} . Le passage à un réseau rectangulaire permet toutefois d'augmenter le paramètre $\Delta u/u_{3^\circ}$. Ce phénomène résulte de la compression de la maille qui à la fois comprime les courbes iso-énergie et diminue le facteur de remplissage effectif dans la direction de propagation (Fig. 6.6).

Le passage à un réseau rectangulaire n'apporte donc pas d'améliorations significatives à la capacité d'auto-collimation d'un cristal. Il permet cependant de privilégier une direction de propagation: un émetteur placé dans un cristal photonique rectangulaire émet de façon privilégiée dans la direction de grande période.

6.1.5.2 Réseau cisailé

Toutes les situations d'auto-collimation étudiées ont en commun la direction de propagation privilégiée des ondes de Bloch qui est normale à l'interface ($\alpha_t = 0$). Ce paragraphe montre que l'utilisation d'un réseau carré cisailé permet de choisir la direction α_t des ondes de Bloch transmises.

La figure 6.8 montre l'influence d'un cisaillement du réseau réel sur le réseau réciproque et la forme des surfaces iso-énergie. Les surfaces iso-énergie sont elles-aussi cisillées et la direction privilégiée d'auto-collimation est inclinée par rapport à la normale à l'interface. Dans l'exemple considéré, les ondes planes incidentes se couplent à des ondes de Bloch qui se propagent avec un angle α_t égal à 8° .

Ce phénomène et ses applications seront étudiés plus en détail dans la partie 6.3.

6.2 Étude expérimentale du phénomène d'auto-collimation

Cette partie présente une étude expérimentale du phénomène d'auto-collimation avec la technique de détection frontale résolue spatialement (voir partie 5.2). Nous ferons parfois référence à quelques résultats déjà présentés aux paragraphes 5.2.2 et 5.2.6.

6.2.1 Description de l'expérience

Les échantillons ont été réalisés à l'EPFL sur hétérostructure GaAs/Al_xGa_{1-x}As avec le procédé de fabrication décrit au chapitre III. La structure auto-collimatrice étudiée est constituée d'un large pavé de cristaux photoniques de dimensions $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$. La période du réseau carré est $a = 280\ \text{nm}$ et le facteur de remplissage f est égal à 41%. Les énergies étudiées appartiennent à la deuxième bande de transmission dont les courbes iso-énergie sont représentées dans la figure 6.2(a). Le phénomène d'auto-collimation se produit aux énergies proches de $u_{col} = 0.2969$.

La technique de mesure utilisée est la technique de cartographie du champ par détection frontale de la lumière diffractée vers l'air (voir paragraphe 5.2.6). La zone d'excitation est placée à la distance $d_{ex} = 15.6 \pm 1.5\ \mu\text{m} = 56 \pm 5a$ de l'interface. Une partie des ondes planes excitées qui atteignent l'interface est transmise dans le cristal sous forme d'ondes de Bloch. La propagation de la lumière dans la structure s'accompagne de la diffraction vers l'air d'une partie de la lumière guidée. L'intensité du signal correspondant est mesurée en

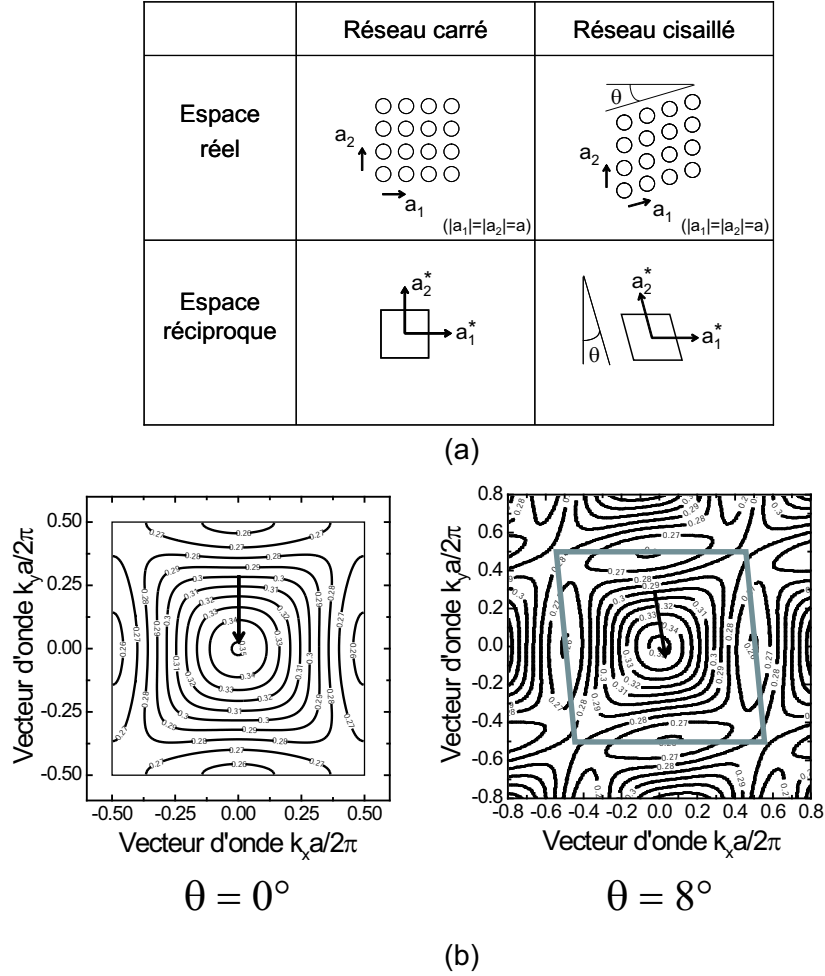


Figure 6.8: (a) Cisaillement d'angle θ d'un réseau carré et ses effets dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. (b) Transformation des courbes iso-énergie pour l'angle de cisaillement $\theta = 8^\circ$.

[(a) Shearing stress with the angle θ of a square photonic crystal and its consequences in real and reciprocal spaces. (b) Transformation of the equi-frequency surfaces for the shearing angle $\theta = 8^\circ$.]

balayant la surface de l'échantillon selon des lignes parallèles à l'interface et distantes de $4 \mu\text{m}$ (Fig. 5.16). La zone de collection est déplacée avec un pas de 800 nm sur chaque ligne. Ces mesures permettent de cartographier le champ électromagnétique à l'intérieur de la structure auto-collimatrice étudiée.

6.2.2 Étude expérimentale de la divergence du faisceau

Les résultats expérimentaux de la cartographie du champ électromagnétique dans la structure auto-collimatrice sont présentés dans la figure 6.9(a) pour les énergies $u = 0.297, 0.298, 0.299, 0.300, 0.301, 0.302, 0.303$ et 0.304 . L'intensité maximale du champ a été normalisée dans la direction transverse pour mieux montrer les variations de l'étendue latérale du faisceau. Cette normalisation équivaut à la suppression des pertes de propagation.

La courbe de dispersion des ondes de Bloch étudiées pénètre dans le cône d'air pour $u = 0.2978$ (voir paragraphe 5.2.2). Notre montage expérimental permet difficilement d'étudier les modes situés hors du cône d'air qui diffractent trop peu de lumière vers l'air. La cartogra-

phie du champ aux énergies inférieures à $u = 0.2978$ n'est pas précise et donne effectivement un résultat flou pour $u = 0.297$. Les résultats sont plus pertinents aux énergies supérieures et montrent expérimentalement le phénomène d'auto-collimation: l'étendue latérale du faisceau reste constante pour $u = 0.298, 0.299, 0.300$. Pour les énergies supérieures, la divergence du faisceau augmente progressivement.

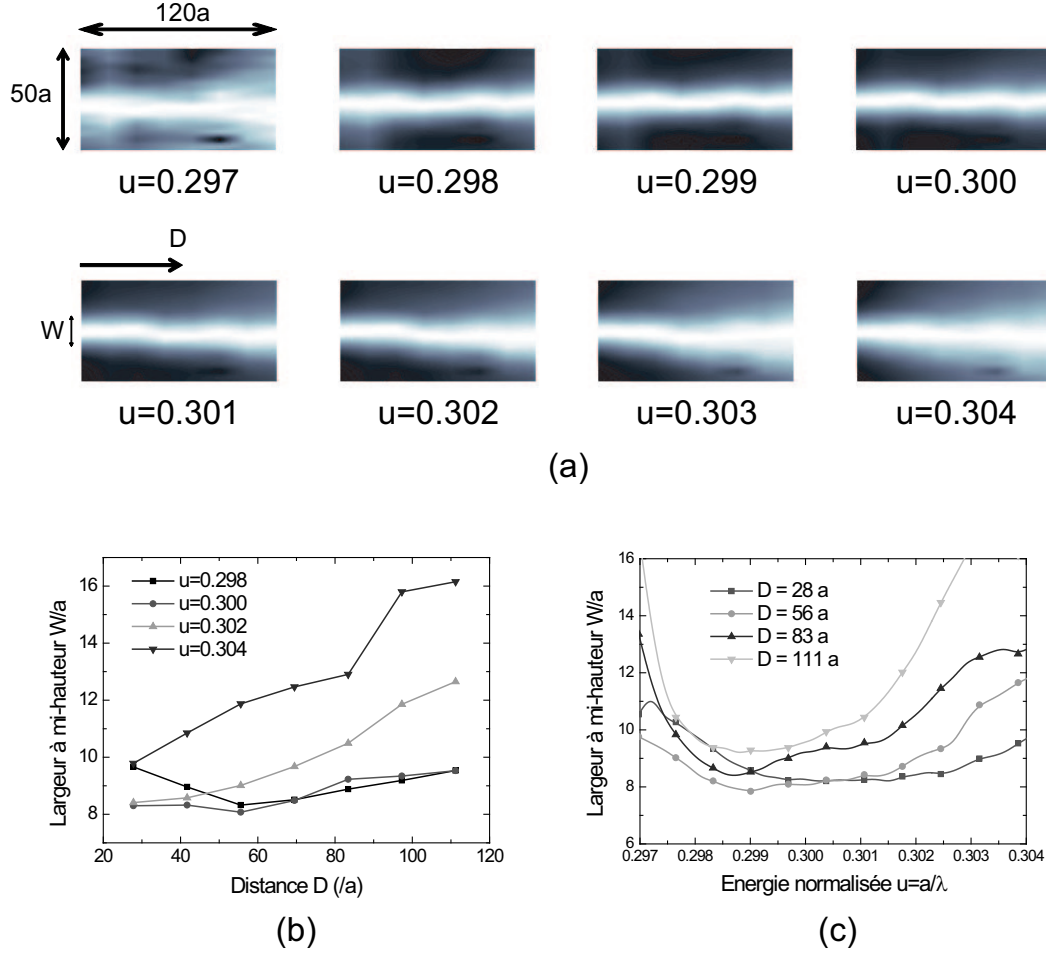


Figure 6.9: (a) Cartographie de l'intensité lumineuse diffractée vers l'air pour les énergies $u = 0.297, 0.298, 0.299, 0.300, 0.301, 0.302, 0.303$ et 0.304 . (b) Largeur à mi-hauteur W des faisceaux auto-collimatés d'énergie $u = 0.298, 0.300, 0.302$ et 0.304 en fonction de la distance D parcourue dans la structure. (c) Largeur à mi-hauteur W des faisceaux auto-collimatés en fonction de l'énergie après les distances $D = 28, 56, 83$ et $111a$ de propagation dans la structure.

[Map of the out-of-plane diffraction intensity for the energies $u = 0.297, 0.298, 0.299, 0.300, 0.301, 0.302, 0.303$ et 0.304 (b) Full Width at Half-Maximum W of the auto-collimated beams with energies $u = 0.298, 0.300, 0.302$ and 0.304 as a function of the distance D covered in the structure. (c) Full Width at Half-Maximum W of the auto-collimated beams as a function of the energy for $D = 28, 56, 83$ and $111a$.]

Les largeurs à mi-hauteur W des faisceaux étudiés ont été calculées avec les données expérimentales en fonction de la distance parcourue D et de l'énergie. Elles sont présentées dans les figure 6.9(b) et 6.9(c). Les résultats montrent clairement que la divergence du faisceau est faible pour les énergies inférieures à $u \approx 0.300$ et augmente progressivement aux énergies supérieures. Pour $u = 0.298$ et 0.300 , la largeur du faisceau diminue jusqu'à la distance

$D \approx 55a$, puis augmente à nouveau.

L'analyse des courbes iso-énergie permet de déterminer la direction de propagation des ondes de Bloch excitées et d'expliquer les variations de la largeur du faisceau mesurée. L'expérience étudiée est représentée schématiquement dans la figure 6.10(a). La zone d'excitation est placée à la distance $d_{ex} = 15.6 \pm 1.5 \mu m = 56 \pm 5a$ de l'interface. Les ondes de Bloch transmises peuvent être déterminées en étudiant les courbes iso-énergie de part et d'autre de l'interface (Fig. 6.10(b)). Par conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde à l'interface, les seules ondes planes incidentes qui se couplent à une onde de Bloch vérifient $|k_{\parallel}| < k_{max}$, où k_{max} est la valeur maximale de k_{\parallel} atteinte sur la courbe iso-énergie dans le cristal.

L'expérience de la figure 6.10(a) peut être décrite au moyen d'un tracé de rayons. Soit O le point de l'interface le plus proche du point d'excitation. Pour chaque point M de l'interface, nous avons calculé la valeur de k_{\parallel} pour l'onde incidente ($k_{\parallel} = n_{eff}u \sin(\tan^{-1}(OM/d_{ex}))$), et déterminé la direction de propagation de l'onde de Bloch excitée à l'aide du gradient de la courbe iso-énergie dans le cristal. La figure 6.10(c) représente les rayons lumineux correspondant dans l'espace réel. Pour améliorer la lisibilité et mieux traduire la réalité, seules les ondes de Bloch qui vérifient $|k_{\parallel}| < 0.85k_{max}$ (critère arbitraire) ont été représentées. Pour k_{\parallel} proche de k_{max} , les angles transmis α_t sont grands et le coefficient de transmission est faible.

Les tracés de rayon de la figure 6.10(c) permettent de comprendre les variations de W en fonction de D. Les ondes planes incidentes de composantes k_{\parallel} grandes sont réfractées négativement dans le cristal. Les ondes de Bloch qu'elles excitent se dirigent donc initialement vers l'axe de propagation (Ox). Comme ces ondes de Bloch forment la périphérie du faisceau global transmis, sa largeur diminue aussi initialement comme on l'observe expérimentalement aux énergies $u = 0.298$ et 0.300 (Fig. 6.9(b)). Le minimum de W atteint aux alentours de $D \approx 55a$ est bien prédit par le tracé de rayons de la figure 6.10(c).

Les tracés de rayons montrent aussi que la position du minimum se rapproche de l'interface quand l'énergie augmente. Nos mesures ont été effectuées selon des lignes parallèles à l'interface et situées aux distances $D = 28, 42, 56, 70, 83, 98$ et $111a$ de cette interface. Les minima atteints avant $D = 42$ ne sont donc pas toujours détectés. Pour l'échantillon étudié, la photoluminescence TM augmente aussi fortement aux énergies plus élevées et la diffraction vers l'air des modes TM s'ajoute à celle des modes TE. Comme toutes les faisceaux TM divergent (Fig. 6.10(c)), leur contribution même faible perturbe l'observation des variations de W en polarisation TE.

6.2.3 Pertes de propagation

Ce paragraphe applique la technique de mesure des pertes de propagation par détection frontale (voir partie 5.2.5) aux structures auto-collimatrices étudiées.

La figure 6.11(a) montre la décroissance de la lumière émise vers l'air à l'énergie $u = 0.3$ le long de la perpendiculaire au point O. Une régression linéaire permet d'évaluer le coefficient d'absorption α . En appliquant cette méthode à toutes les énergies étudiées, on obtient les variations du coefficient d'absorption α en fonction de l'énergie (Fig. 6.11(b)). Avant l'entrée dans le cône d'air, le coefficient d'absorption est stable et égal à environ 200 cm^{-1} . Il augmente ensuite fortement quand une de ses composantes de Fourier pénètre dans le cône d'air (Fig. 5.11).

Les pertes de propagation doivent enfin être minimisées pour pouvoir utiliser le phénomène

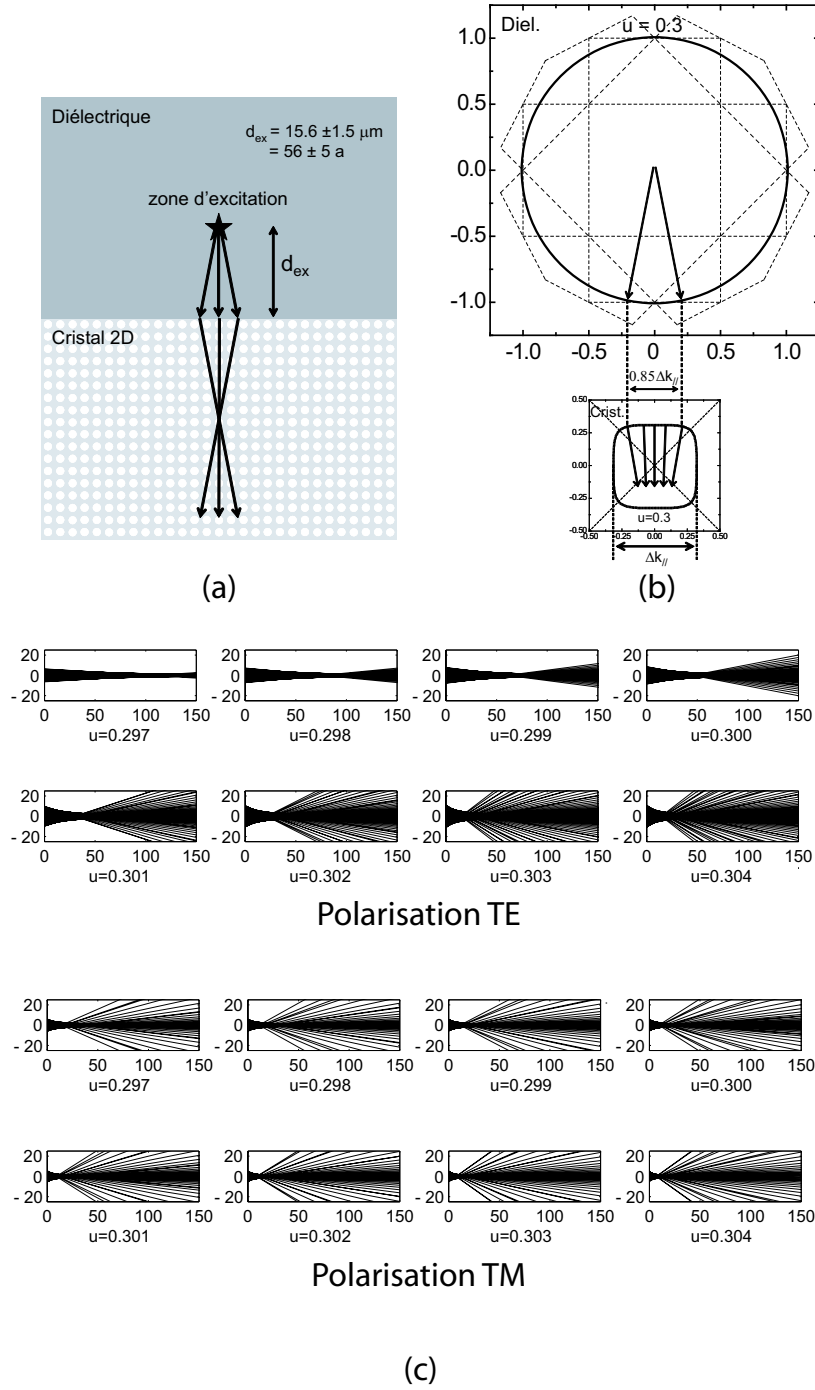


Figure 6.10: (a) Représentation schématique de l'expérience étudiée. La zone d'excitation est placée à d_{ex} de l'interface. (b) Exemple de détermination des directions de propagation des ondes de Bloch transmises à l'aide des courbes iso-énergie. Pour les tracés de rayons, seul 85 % de la bande $\Delta k_{||}$ permise sera considérée. (c) Tracés de rayons déduits des courbes iso-énergie pour la situation expérimentale décrite en (a). Les distances sont exprimées en unité de a et les énergies $u = 0.298, 0.299, 0.300, 0.301, 0.302, 0.303$ and 0.304 sont considérées.

[Schematic representation of the experiment. The excitation spot is located at the distance d_{ex} from the interface. (b) Graphical analysis of the propagation directions of the transmitted Bloch waves by use of equi-frequency surfaces analysis. In light rays graphs, only 85 % of the allowed band $\Delta k_{||}$ will be considered. (c) Light rays graphs deduced from the equi-frequency surfaces for the experimental situation described in (a). The distances are in units of a and the energies $u = 0.298, 0.299, 0.300, 0.301, 0.302, 0.303$ et 0.304 are considered.]

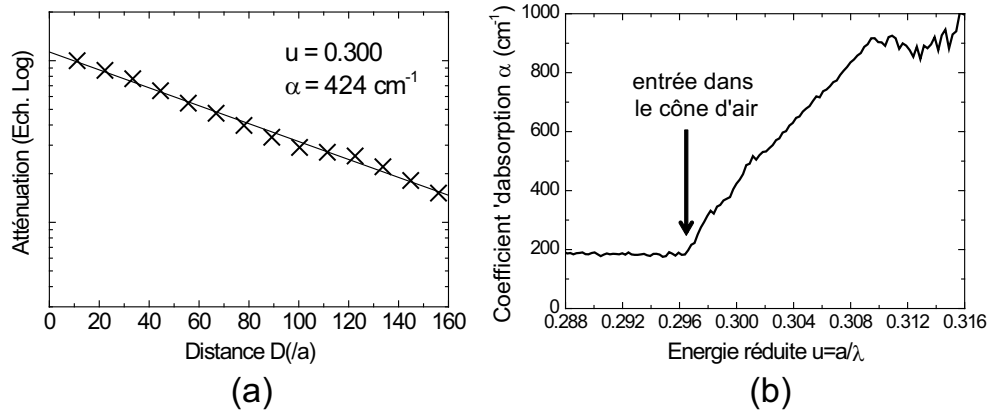


Figure 6.11: (a) Mesure des pertes de propagation du faisceau auto-collimatée d'énergie $u = 0.300$ en étudiant l'atténuation de l'intensité lumineuse diffractée vers l'air en fonction de la distance parcourue D . (b) Pertes de propagation mesurées en fonction de l'énergie.
[Measurement of the propagation losses of the auto-collimated beam with the energy $u = 0.300$ by analyzing the attenuation of the out-of-plane scattering intensity as a function of the propagation distance D .]

d'auto-collimation dans les composants optiques. Comme l'absence de confinement dans les trous constitue une source de pertes importante, on essaie généralement de réduire le facteur de remplissage. Considérons la position de l'énergie auto-collimatée u_{col} par rapport à celle du cône d'air (Fig. 6.12). Nous observons que l'énergie u_{col} se trouve à l'intérieur du cône d'air sauf pour les facteurs de remplissage compris entre 36% et 42%. Comme la bande d'énergie propice à l'auto-collimation est située légèrement sous u_{col} (voir paragraphe 6.1.1), cette bande de facteurs de remplissage doit permettre de minimiser les pertes par diffusion vers l'air. Des échantillons de facteurs de remplissage échelonnés sont étudiés actuellement pour démontrer expérimentalement ce résultat.

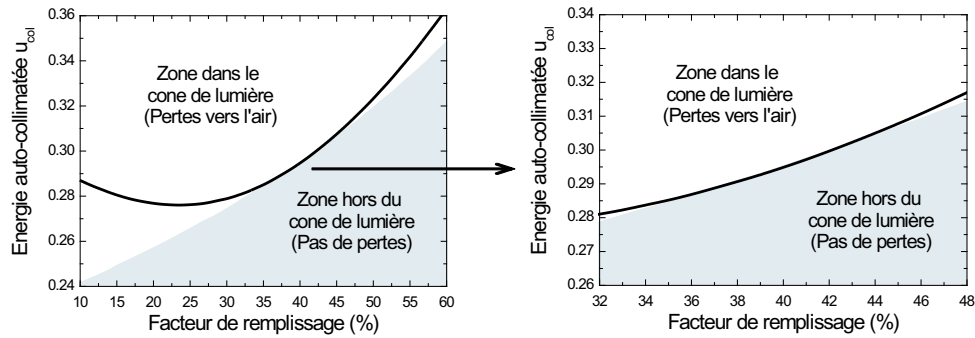


Figure 6.12: Positions respectives de l'énergie auto-collimatée u_{col} et du cône d'air en fonction du facteur de remplissage
[Locations of the auto-collimated energy u_{col} and the air light cone as a function of the filling factor.]

6.3 Composants optiques originaux fondés sur le phénomène d'auto-collimation

La propagation de la lumière dans les cristaux photoniques non uniformes a été étudiée par Russell *et al.* à l'aide de l'optique hamiltonienne [63]. Ces travaux montrent qu'une modi-

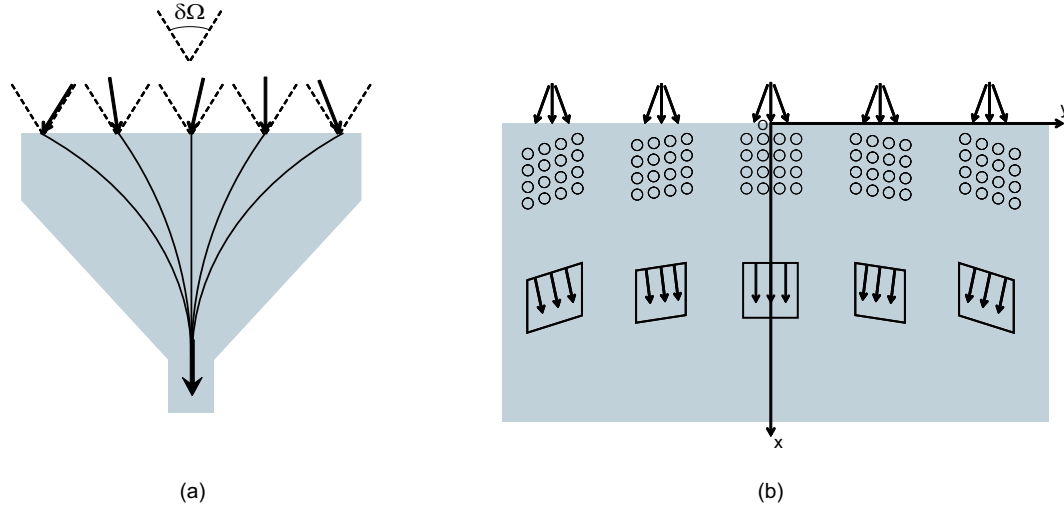


Figure 6.13: (a) Toute onde plane incidente dont le vecteur d'onde appartient à un angle solide $\delta\Omega$ fixé se couple dans la structure à une onde qui tend à se condenser sur l'axe central du système (b) Principe de fonctionnement du condenseur de lumière: un cisaillement progressif du réseau dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation (Ox) permet de condenser progressivement la lumière sur ce axe.
 [(a) Each incident plane wave whose wave vector belongs to the given solid angle $\delta\Omega$ is coupled inside the structure to a wave that tends to condensate on the central axis of the système (b) Light condenser principle: a progressive shearing of the lattice along the direction perpendicular to the propagation direction (Ox) enables to progressively condensate light on this axis.]

fication locale d'une ou plusieurs propriétés structurales du cristal photonique permet de modifier le comportement de la lumière à petite échelle et de réaliser des fonctions optiques originales pour l'optique intégrée [10]. Cette dernière partie permet d'illustrer cette approche en montrant qu'une transformation adiabatique d'un paramètre structural du cristal photonique permet de modifier localement les propriétés du phénomène d'auto-collimation. Un cisaillement progressif du réseau permet de réaliser une structure capable de condenser la lumière tandis qu'une variation progressive du facteur de remplissage permet de réaliser un filtre démultiplexeur de longueurs de d'onde.

6.3.1 Condenseur de lumière

Le condenseur de lumière est une structure à base de cristaux photoniques qui fonctionne de façon imagée comme un *entonnoir* à ondes électromagnétiques. Toute onde plane incidente dont le vecteur d'onde appartient à un angle solide $\delta\Omega$ fixé se couple dans la structure à une onde qui tend à se condenser sur l'axe central du système (Fig. 6.13(a)). Cette structure fait actuellement l'objet du dépôt de brevet EP 05001061.0.

6.3.1.1 Principe de fonctionnement

La figure 6.13(b) illustre le principe de fonctionnement du condenseur de lumière. La structure est symétrique par rapport à l'axe central de propagation (Ox). Le réseau est carré sur cet axe et subit un cisaillement progressif dans la direction perpendiculaire (Oy). Ce cisaillement modifie localement la forme des courbes iso-énergie et donc la direction de l'auto-collimation par rapport à l'axe (Oy). Il existe un angle solide (voir partie 6.1) dans lequel toute onde plane incidente sur la partie gauche de la structure se couple à une onde de Bloch qui se

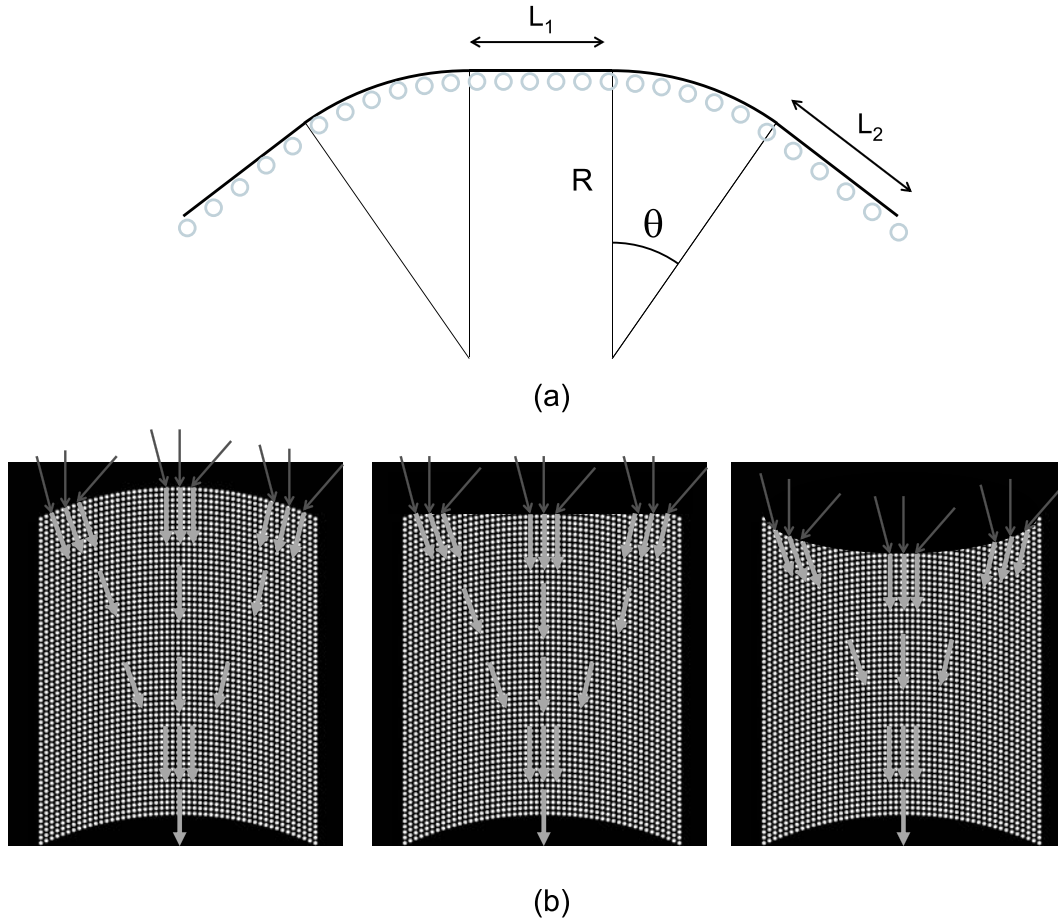


Figure 6.14: (a) Ligne convexe élémentaire génératrice de la structure en cristaux photoniques du condenseur. Les trous sont répartis sur cette ligne, puis traduits périodiquement sur l'axe (Ox). (b) Différentes formes d'interfaces possibles pour une même ligne génératrice [(a) Elementary convex line which generates the photonic crystal structure of the condenser. The holes are spread over this line and translated periodically along the (Ox) axis. (b) Different possible interfaces with the same generating line.]

propage vers la droite en direction de l'axe (Ox). Par symétrie, l'effet miroir est observé sur la partie droite. Grâce au cisaillement progressif du réseau, la direction de propagation d'une onde de Bloch transmise est progressivement redressée parallèlement à l'axe (Ox) au fur et à mesure qu'elle se rapproche de ce dernier. Quand l'onde atteint cet axe, elle se propage indéfiniment dans sa direction.

6.3.1.2 Influence des paramètres

Ce paragraphe étudie les paramètres caractéristiques du condenseur et décrit sommairement leur influence sur ses propriétés.

La structure en cristal photonique qui constitue le condenseur de lumière se compose d'un agencement de trous répartis sur une ligne convexe (Fig. 6.14(a)) et répétée périodiquement le long de l'axe de propagation (Ox). Cette ligne convexe comporte une section plate centrale (longueur L_1) entourée de deux sections circulaires (rayon R , angle θ) elles-mêmes plongées par deux sections plates (longueur L_2).

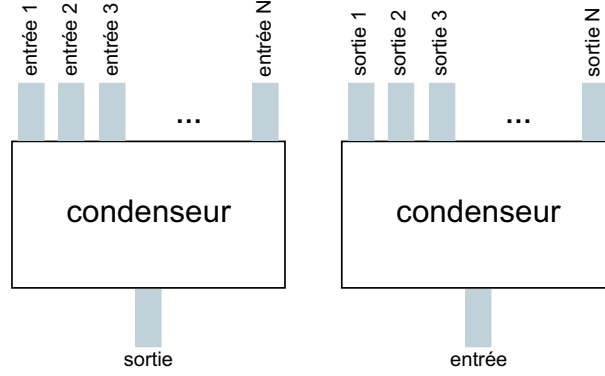


Figure 6.15: Application du principe de réversibilité au condenseur.
[Reversibility principle applied to the light condenser.]

La section plate centrale permet d'obtenir le phénomène d'auto-collimation sur l'axe centrale de propagation (Ox). Sa longueur L_1 est ajustée en fonction de la largeur du faisceau de sortie désirée.

Les deux sections circulaires qui entourent la section plate centrale permettent d'obtenir le cisaillement du réseau qui concentre la lumière sur l'axe (Ox). Plus le rayon de courbure R est faible, plus la lumière est ramenée rapidement sur l'axe. Plus la longueur $R \sin \theta$ est grande, plus la largeur des faisceaux incidents que la structure peut condenser est grande.

L'angle de cisaillement maximum du réseau est limité. Si le réseau est trop différent du réseau carré, le phénomène d'auto-collimation peut disparaître. Pour condenser de larges faisceaux, la section circulaire peut être prolongée par une section plate de longueur L_2 quand l'angle de cisaillement devient trop élevé.

Les paramètres précédents sont propres à la structure interne en cristal photonique du condenseur. Ils doivent être ajustés et optimisés en fonction des propriétés du condenseur à réaliser.

La forme de l'interface à l'entrée du condenseur est indépendante de la ligne convexe décrite dans la figure 6.14(a). Après avoir répété périodiquement cette structure élémentaire sur l'axe (Ox), des trous peuvent être supprimés pour dessiner l'interface désirée (Fig. 6.14(b)).

6.3.1.3 Limites de fonctionnement

Nous considérons ici l'utilisation du condenseur comme combineur de faisceaux. La situation étudiée est représentée dans la figure 6.15 où N guides d'ondes sont répartis uniformément sur l'entrée du condenseur de lumière. Les faisceaux issus des différents guides d'onde sont combinés dans la structure et ressortent en principe par la sortie du condenseur. Le principe de réversibilité permet de démontrer que la transmission d'un des guides vers la sortie du condenseur est nécessairement inférieure à $1/N$. Si l'on diminue la largeur l des guides d'entrée, les vecteurs d'onde des modes guidés sortent de l'angle solide $\delta\Omega$ à partir d'une certaine largeur l_{min} . Le nombre maximum N_{max} de guides que l'on peut placer sur un condenseur de largeur L est égal à $N_{max} = L/l_{min}$. L'étude des variations de N_{max} en fonction des paramètres décrits au paragraphe 6.3.1.2 peut aussi permettre d'optimiser la géométrie du condenseur.

6.3.1.4 Simulation FDTD

Le fonctionnement du condenseur de lumière est illustré dans la figure 6.16 avec une simulation FDTD. La ligne génératrice se compose uniquement d'une section circulaire de rayon $R = 60a$.

La largeur du faisceau gaussien incident passe de $6 \mu\text{m}$ à moins de $1 \mu\text{m}$ sur une distance inférieure à $15 \mu\text{m}$.

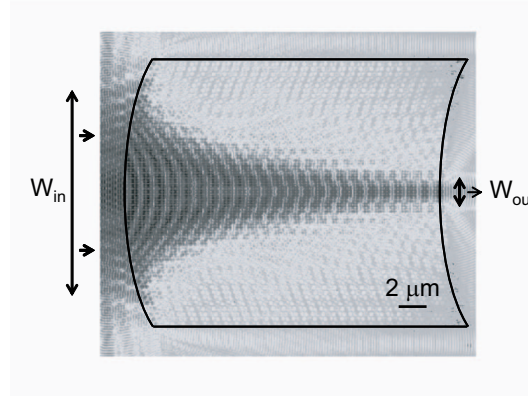


Figure 6.16: Simulation FDTD d'un condenseur de lumière: la largeur du faisceau gaussien incident passe de $6 \mu\text{m}$ à moins de $1 \mu\text{m}$ sur une distance inférieure à $15 \mu\text{m}$.
[FDTD simulation of a condenser: the size of the incident Gaussian beam decreases from $6 \mu\text{m}$ to less than $1 \mu\text{m}$ over a distance shorter than $15 \mu\text{m}$.]

6.3.2 Filtre démultiplexeur de longueurs d'onde

Ce paragraphe présente un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde qui permet de séparer spatialement les longueurs d'onde qui composent un faisceau lumineux.

6.3.2.1 Principe de fonctionnement

La figure 6.18(a) montre les variations des surfaces iso-énergie en fonction du facteur de remplissage pour les énergies $u = 0.29$ et $u = 0.30$. A angle d'incidence donné, la direction de propagation des ondes de Bloch auxquelles se couple une onde plane dépend du facteur de remplissage.

Le filtre est formé d'un cristal photonique de réseau carré dont le facteur de remplissage diminue dans la direction de propagation (Ox) (Fig. 6.18(b)). Les ondes planes incidentes d'énergie $u = 0.29$ et $u = 0.30$ se couplent à des ondes de Bloch dont la direction de propagation tourne progressivement vers la droite au fur et à mesure de leur progression dans le filtre. A un facteur de remplissage donné, la direction de propagation devient parallèle à l'axe (Oy) et l'onde poursuit son chemin sur cet axe. A ce facteur de remplissage particulier, le côté de la surface iso-énergie croise la ligne de conservation du k_{\parallel} . Il est égal à 34% pour $u = 0.29$ et 38% pour $u = 0.30$. Les deux ondes de Bloch quittent donc la structure à des positions différentes.

Les propriétés du filtre sont fonction de l'angle d'incidence α_i , du facteur de remplissage f_0 à l'interface et du taux de décroissance $\delta f / \delta a$ du facteur de remplissage dans la direction (Ox). Ces paramètres doivent être ajustés en fonction des propriétés du filtre à réaliser.

6.3.2.2 Simulation FDTD

Le fonctionnement d'un condenseur de lumière est illustré dans la figure 6.17 avec une simulation FDTD. Dans cet exemple, les radiations de longueurs d'onde 1550 nm et 1568 nm quittent la structure à des positions distinctes séparées de $5 \mu\text{m}$.

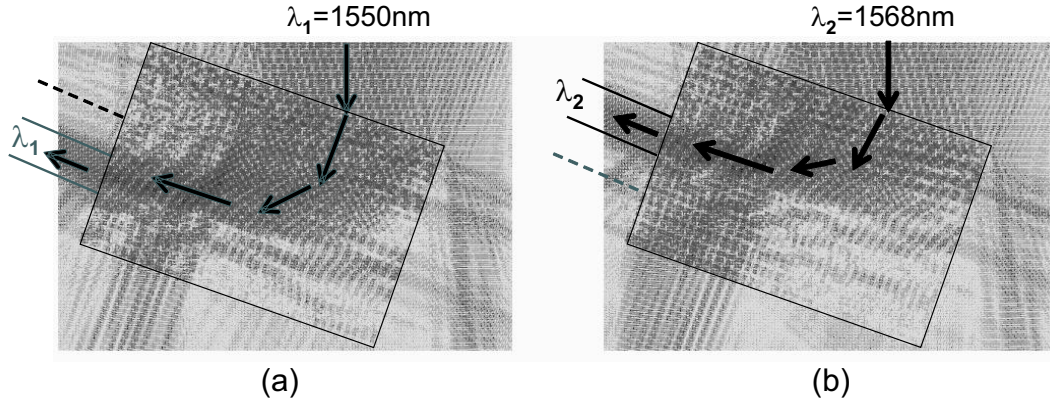


Figure 6.17: Exemple de simulation FDTD d'un filtre démultiplexeur de longueur d'onde: les longueurs d'onde 1550 nm et 1568 nm quittent la structure à des positions distinctes séparées de $5\text{ }\mu\text{m}$.

[FDTD simulation of a WDM filter: the wavelengths 1550 nm and 1568 nm leave the structure at different locations distant of $5\text{ }\mu\text{m}$.]

6.4 Conclusion et perspectives

Le phénomène d'auto-collimation a été étudié dans les cristaux photoniques 2D planaires. L'influence des paramètres structuraux du cristal sur ce phénomène a été analysé et des critères ont été défini pour l'optimiser. Des structures auto-collimatrices simples ont été caractérisées optiquement avec la technique de détection frontale résolue spatialement. Les résultats obtenus démontre expérimentalement le phénomène d'auto-collimation dans les cristaux photoniques. Enfin, deux composants pour l'optique intégrée basés sur ce phénomène ont été proposés: un condenseur de lumière et un filtre démultiplexeur de longueurs d'onde. Leur fonctionnement a été étudié à l'aide de simulations FDTD et a permis les optimiser. Les structures obtenues sont en cours de fabrication et seront prochainement mesurées.

Pour conclure, le phénomène d'auto-collimation permet d'obtenir un comportement macroscopique identique (vitesse de groupe) pour des ondes de Bloch dont les propriétés intrinsèques sont différentes (vecteur d'onde). Beaucoup d'applications d'une telle propriété peuvent encore être envisagées.

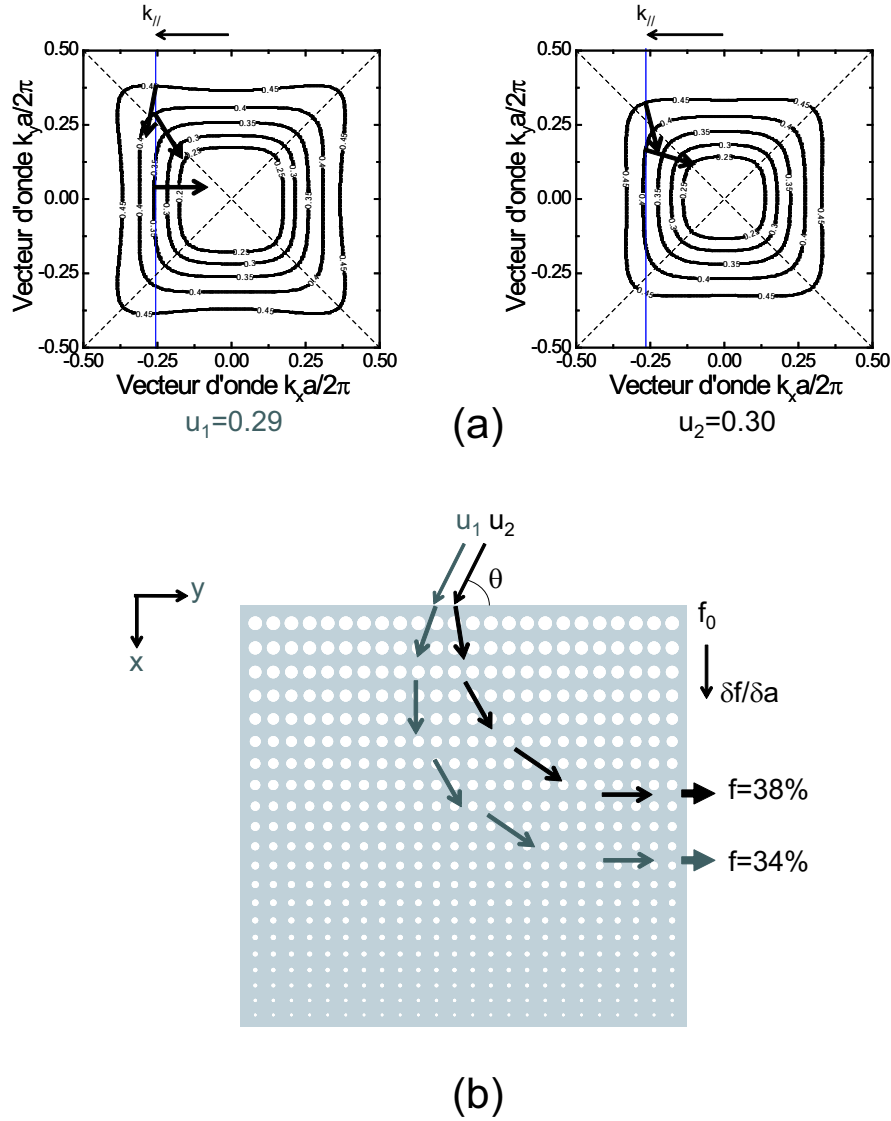


Figure 6.18: (a) Position des surfaces iso-énergies des énergies $u = 0.29$ et $u = 0.30$ en fonction du facteur de remplissage. Pour $k_{||}$ fixé, la direction de la vitesse de groupe tourne progressivement avec la diminution du facteur de remplissage. (b) La direction de propagation d'une onde injectée dans le filtre tourne progressivement et se propage finalement dans la direction (Oy) pour un facteur de remplissage qui dépend de son énergie. Deux ondes d'énergies distinctes quittent la structure à des positions différentes. [Equi-frequency surfaces with energies $u = 0.29$ and $u = 0.30$ as a function of the filling factor. For a given $k_{||}$, the direction of the group velocity progressively turns when the filling factor decreases. (b) When a wave enters the structure, it turns progressively and finally propagates in the (Oy) direction at a given filling factor. This filling factor depends on the energy, and two waves with different energies leave the structure at different locations.]

Conclusion

Les résultats et perspectives d'avenir des thèmes étudiés sont déjà résumés à la fin de chaque chapitre et dans la *version abrégée* de ce manuscrit. Je prend donc la liberté de conclure cette thèse avec une citation F. Bloch. Ces quelques mots ont largement inspiré mon travail. Leur enthousiasme m'a servi de guide durant ces trois années où j'ai essayé, avec beaucoup de passion, de remplacer “*electrons*” par “*photons*” et “*ions in a metal*” par “*holes in a photonic crystal*”:

“When I started to think about it, I felt that the main problem was to explain how the electrons could sneak by all the ions in a metal. By straight Fourier analysis I found to my delight that the wave differed from the plane wave of free electrons only by a periodic modulation.”

F. Bloch

Remerciements

Je souhaite remercier chaleureusement les personnes suivantes qui, de près ou de loin, ont rendu possible ce travail de thèse:

Le Professeur Marc Illegems, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et avoir toujours répondu présent face aux difficultés rencontrées. Le projet de recherche suisse *Quantum Photonics*, pour avoir financé cette thèse.

Mon directeur de thèse Romuald Houdré, pour m'avoir accompagné durant ces années et laissé une grande liberté dans le choix des thèmes étudiés.

Mon premier post-doc Rolando Ferrini, pour m'avoir patiemment initié aux sciences expérimentales. Mon second post-doc L. Andrea Dunbar, pour sa disponibilité, son enthousiasme et sa passion contagieuse de la physique. Et notre nouveau post-doc Nicolas Le Thomas, pour la relecture finale de ce manuscrit effectuée dans des temps records.

Mes compagnons de route David Leuenberger et Barbara Wild, pour tous les petits coups de main. Les deux nouveaux doctorants, Jan Robert Van Look et Vasili Zabelin, à qui je souhaite beaucoup de succès. Et notre stagiaire longue durée Virginie Moreau, pour son enthousiasme et ses talents culinaires.

Tous les membres de l'IPEQ, notamment la grande famille de la salle blanche. Un hommage particulier à Nicolas Leiser pour sa disponibilité et son savoir-faire formidable dans la maintenance des équipements.

Toute l'équipe de l'ETHZ avec qui j'ai collaboré dans le cadre du projet suisse *Quantum Photonics*: Daniel Erni, Franck Robin, Robert Wüest et Patric Strasser.

Tous les membres du projet européen PCIC, notamment l'équipe de Guan-Hua Duan d'Alcatel-Opto+ qui a fabriqué tous les échantillons InP étudiés durant cette thèse. Merci aussi à Claude Weisbuch et Henri Benisty de l'École Polytechnique de Palaiseau pour avoir organisé mon projet de fin d'étude à l'université de Tokyo chez le professeur Arakawa et m'avoir ouvert les portes de l'EPFL.

Toutes les personnes dont les conseils, l'exemplarité et parfois les remontrances m'ont aidé à me construire. En particulier, mon entraîneur Dominique Schauenbourg, mon professeur de physique Dominique Obert, mon capitaine Frédéric Bertho et mon ami Thierry Harzallah.

Tous mes amis pour leur fidélité, leur soutien et tous les bons moments passés ensemble.

Mon coéquipier de canoé et pseudo-frère Pierre Adam, pour sa philosophie de la vie et tous les moments forts partagés avec ou sans pagaie dans les mains.

Mes sœurs Delphine et Cécile pour leur formidable gentillesse, leur soutien permanent et la belle complicité qui nous unit.

Mes parents Danielle et André, pour m'avoir donné la vie, guidé sur son chemin, aidé face à ses difficultés et surtout enseigné la grande beauté. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien et votre amour.

Et enfin Nelly, pour ta joie de vivre, ta tendresse, et tout le bonheur et la sérénité que j'éprouve à tes côtés: *Tout... Tout est mieux avec toi que sans.*

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, *Photonic crystals: Molding the flow of light*, Princeton Univ. Press, 1995.
- [3] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486–2489, 1987.
- [4] E. Yablonovitch, , *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 5, no. 16, pp. 2443–2460, 1993.
- [5] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity”, *Nature Materials*, vol. 4, no. 3, pp. 207–210, 2005.
- [6] A. Authier, *Dynamical theory of X-ray diffraction*, Oxford University Press, Oxford, 2001.
- [7] P. S. Russell, “Novel Thick-Grating Beam-Squeezing Device in Ta₂O₅ Corrugated Planar Waveguide”, *Electronics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 72–73, 1984.
- [8] P. S. Russell, “Optics of Floquet-Bloch Waves in Dielectric Gratings”, *Applied Physics B-Photophysics and Laser Chemistry*, vol. 39, no. 4, pp. 231–246, 1986.
- [9] P. S. J. Russell, “Bragg Resonance of Light in Optical Superlattices”, *Physical Review Letters*, vol. 56, no. 6, pp. 596–599, 1986.
- [10] R. Zengerle, “Light-Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Wave-Guides”, *Journal of Modern Optics*, vol. 34, no. 12, pp. 1589–1617, 1987.
- [11] P. S. J. Russell and T.A. Birks, “Bloch waves optics in photonic crystals. Physics and applications”, in *Photonic Band Gap Materials*, C. M. Soukoulis, Ed., pp. 71–91. Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [12] M. Notomi, “Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap”, *Physical Review B*, vol. 62, no. 16, pp. 10696–10705, 2000.
- [13] B. Gralak, S. Enoch, and G. Tayeb, “Anomalous refractive properties of photonic crystals”, *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 17, no. 6, pp. 1012–1020, 2000.
- [14] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, “Superprism phenomena in photonic crystals”, *Physical Review B*, vol. 58, no. 16, pp. R10096–R10099, 1998.
- [15] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, “Self-collimating phenomena in photonic crystals”, *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 9, pp. 1212–1214, 1999.
- [16] T.E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*, Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [17] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, vol. 80 of *Springer series in optical sciences*, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2001.

- [18] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [19] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295–2298, 1991.
- [20] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251–253, 1998.
- [21] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, vol. 289, no. 5479, pp. 604–606, 2000.
- [22] J. D. Joannopoulos, "Self-assembly lights up", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257–258, 2001.
- [23] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289–293, 2001.
- [24] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Turberfield, "Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography", *Nature*, vol. 404, pp. 53–56, 2000.
- [25] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini, and Y. Chen, "Submicrometer resolution Yablonovite templates fabricated by X-ray lithography", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 5, pp. 770–772, 2000.
- [26] T. Kawashima, T. Sato, Y. Ohtera, and S. Kawakami, "Tailoring of the unit cell structure of autocloned photonic crystals", *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 38, no. 7, pp. 899–903, 2002.
- [27] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, and H. I. Smith, "A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects", *Nature*, vol. 429, pp. 538–542.
- [28] M. Imada, L. H. Lee, M. Okano, S. Kawashima, and S. Noda, "Light-propagation control by 3D Photonic crystal / Fabrication of line-defect waveguide at near infrared wavelength", in *PECS-V Conference*, Kyoto, Japan, 2004.
- [29] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gösele, and K. Busch, "Silicon-based photonic crystals", *Adv. Mater.*, vol. 6, no. 16, pp. 377–388, 2001.
- [30] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and S. Brand, "Two-dimensional photonic bandgap structures operating at near infrared wavelength", *Nature*, vol. 383, pp. 699–702, 1996.
- [31] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, "Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, pp. 2289–2292, 2001.
- [32] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, "Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", *Nature*, vol. 407, no. 6807, pp. 983–986, 2000.
- [33] M. Plihal and A. A. Maradudin, "Photonic Band-Structure of 2-Dimensional Systems - the Triangular Lattice", *Physical Review B*, vol. 44, no. 16, pp. 8565–8571, 1991.
- [34] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials", *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 24, pp. 13772–13774, 1991.
- [35] K. S. Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302–307, 1966.
- [36] M. Agio, *Optical Properties and Wave Propagation in Semiconductor-Based Two-Dimensional Photonic Crystals*, Ph.D. thesis, Università degli Studi di Pavia, Pavia, Italy and Iowa State University, Ames, Iowa, 2003.

- [37] H. Benisty, Ph. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin, and D. Cassagne, "Finite-depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals", *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 205–215, 2002.
- [38] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 3, pp. 469–478, 2003.
- [39] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, and C. Jouanin, "Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals: Positive role of the substrate", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 5, pp. 532–534, 2000.
- [40] M. Qiu, B. Jaskorzynska, M. Swillo, and H. Benisty, "Time-domain 2D modeling of slab-waveguide-based photonic-crystal devices in the presence of radiation losses", *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 34, no. 5, pp. 387–393, 2002.
- [41] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford, U.K., 1980.
- [42] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, "Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs", *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 6, pp. 565–567, 2001.
- [43] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, and G.-H. Duan, "Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 7, pp. 1009–1011, 2003.
- [44] C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry, "All-angle negative refraction without negative effective index", *Physical Review B*, vol. 65, no. 20, pp. art. no.–201104, 2002.
- [45] S. Foteinopoulou, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, "Refraction in media with a negative refractive index", *Physical Review Letters*, vol. 90, no. 10, pp. art. no.–107402, 2003.
- [46] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopolou, and C. M. Soukoulis, "Subwavelength resolution in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens", *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 20, pp. art. no.–207401, 2003.
- [47] P. V. Parimi, W. T. T. Lu, P. Vodo, and S. Sridhar, "Photonic crystals - Imaging by flat lens using negative refraction", *Nature*, vol. 426, no. 6965, pp. 404–404, 2003.
- [48] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylen, A. Talneau, and S. Anand, "Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal", *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 7, pp. art. no.–073902, 2004.
- [49] T. Baba and M. Nakamura, "Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect", *Ieee Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 7, pp. 909–914, 2002.
- [50] L. J. Wu, M. Mazilu, T. Karle, and T. F. Krauss, "Superprism phenomena in planar photonic crystals", *Ieee Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 7, pp. 915–918, 2002.
- [51] J. Witzens, M. Loncar, and A. Scherer, "Self-collimation in planar photonic crystals", *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 6, pp. 1246–1257, 2002.
- [52] J. Witzens and A. Scherer, "Efficient excitation of self-collimated beams and single Bloch modes in planar photonic crystals", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 20, no. 5, pp. 935–940, 2003.
- [53] G. Floquet, "Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques", *Annales Scientifiques de l'E.N.S.*, vol. 12, pp. 47–88, 1883.
- [54] RS Chu and T Tamir, "Guided-wave theory of light diffraction by acoustic microwaves", *Proc. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 18, no. 8, pp. 486–504, 1970.
- [55] RS Chu and T Tamir, "Wave propagation and dispersion in space-time periodic media", *Proc. IEE London*, vol. 119, no. 7, pp. 797–806, 1972.
- [56] P. Yeh, "Electromagnetic Propagation in Birefringent Layered Media", *Journal of the Optical Society of America*, vol. 69, no. 5, pp. 742–756, 1979.

- [57] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and L Lalo, *Mécanique quantique*, vol. 1, Hermann, 1996, Paris, 1996.
- [58] J. P. Dowling and C. M. Bowden, "Anomalous Index of Refraction in Photonic Bandgap Materials", *Journal of Modern Optics*, vol. 41, no. 2, pp. 345–351, 1994.
- [59] V. G. Veselago, "Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of Sigma and Mu", *Soviet Physics Uspekhi-Ussr*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, 1968.
- [60] D. R. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials", *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936, 2000.
- [61] J. M. Williams, "Some problems with negative refraction", *Physical Review Letters*, vol. 8724, no. 24, 2001.
- [62] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, "Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet?", *Optics Letters*, vol. 27, no. 11, pp. 885–887, 2002.
- [63] P. S. J. Russell, T. A. Birks, and F. D. Lloyd-Lucas, "Photonic Bloch Waves and Photonic Band Gaps", in *Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications*, E. Burstein and C. Weisbuch, Eds., pp. 585–633. Plenum Press, New York, 1995.
- [64] M. A. Herman and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [65] A. Y. Cho and J. R. Arthur, "Molecular Beam Epitaxy", *Progress in Solid State Chemistry*, vol. 10, no. 3, pp. 157, 1975.
- [66] R. Wüest, P. Strasser, M. Jungo, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "An efficient proximity-effect correction method for electron-beam patterning of photonic-crystal devices", *Microelectronic Engineering*, vol. 67-68, pp. 182–188, 2003.
- [67] *Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication*., vol. 1, SPIE Optical Engineering Press, Washington, 1997.
- [68] Doane D.A., Fraser D., and Hess D., *Semiconductor Technology*, vol. 82-5, 1982.
- [69] T. F. Krauss, C. J. M. Smith, S. Vögele, K. Murad, C. D. W. Wilkinson, R. S. Grant, M. G. Burt, and R. M. De La Rue, "Two-dimensional waveguide-based photonic microstructures in GaAs and InP", *J. of Microel. Eng.*, vol. 35, no. 1, pp. 29–32, 1997.
- [70] S. K. Murad, N. I. Cameron, S. P. Beaumont, and C. D. W. Wilkinson, "Effects of O-2 addition to SiCl₄/SiF₄ and the thickness of the capping layer on gate recess etching of GaAs-pseudomorphic high electron mobility transistors", *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 14, no. 6, pp. 3668–3673, 1996.
- [71] F. Pommerau, L. Le Gouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, and G.-H. Duan, "Fabrication of low loss two-dimensional InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching", *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 5, pp. 1–4, 2004.
- [72] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouézigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommerau, and G.-H. Duan, "Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching.", *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 17, pp. 962–964, 2002.
- [73] A. Talneau, L. Le Gouezigou, and N. Bouadma, "Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides", *Optics Letters*, vol. 26, no. 16, pp. 1259–1261, 2001.
- [74] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, "Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength", *Optics Letters*, vol. 25, no. 17, pp. 1297–1299, 2000.
- [75] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, "Direct measurement of the quality factor in a two-dimensional photonic-crystal microcavity", *Optics Letters*, vol. 26, no. 23, pp. 1903–1905, 2001.

- [76] D. Labilloy, *Cristaux photoniques bidimensionnels pour le proche infrarouge: propriétés optiques et confinement*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique Palaiseau, 1999.
- [77] B. Lombardet, R. Ferrini, L. A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Lelarge, F. Pomereau, Poingt F., and G-H. Duan, “Internal light source technique free from re-absorption losses for optical characterization of planar photonic crystals”, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 18, pp. 5131–5133, 2004.
- [78] R. Ferrini, A. Berrier, L. A. Dunbar, R. Houdre, M. Mulot, S. Anand, S. de Rossi, and A. Talneau, “Minimization of out-of-plane losses in planar photonic crystals by optimizing the vertical waveguide”, *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 18, pp. 3998–4000, 2004.
- [79] S. Olivier, *Nouvelles structures miniatures dans les cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l’optique intégrée*, Ph.D. thesis, Université Paris 6, 2002.
- [80] R. Ferrini, D. Leuenberger, M. Mulot, M. Qiu, J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, and R. Houdré, “Optical study of two-dimensional InP-based photonic crystals by internal light source technique”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, pp. 786–799, 2002.
- [81] E. Schwoob, *Nouvelles structures miniatures dans les cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l’optique intégrée*, Ph.D. thesis, Université Paris 6, 2004.
- [82] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne, “Optical and Confinement Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2063–2077, 1999.
- [83] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York, 1991.
- [84] D. Leuenberger, *Experimental and numerical investigation of two-dimensional photonic crystals for applications in integrated optics*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [85] “PCIC-Photonic Crystal Integrated Circuits 2nd periodic progress report”, Tech. Rep., 01.02.2001 - 31.01.2002 2002.
- [86] B. Lombardet, R. Ferrini, L. A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Lelarge, F. Pomereau, Poingt F., and G-H. Duan, “Propagation loss measurements and Fabry-Pérot mode analysis using out-of-plane light scattering in photonic crystal waveguides”, *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2005.
- [87] E. Schwoob, H. Benisty, S. Olivier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. Houdre, and U. Oesterle, “Two-mode fringes in planar photonic crystal waveguides with constrictions: a probe that is sensitive to propagation losses”, *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, vol. 19, no. 10, pp. 2403–2412, 2002.
- [88] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders, Philadelphia, 1991.
- [89] D. Ochoa, *Diodes électroluminescentes planaires à haute extraction lumineuse*, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2000.
- [90] P. Lalanne, “Private communication”, 2004.
- [91] B. Wild, R. Ferrini, R. Houdre, M. Mulot, S. Anand, and C. J. M. Smith, “Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities”, *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 6, pp. 846–848, 2004.
- [92] N. Nourshargh, E.M. Starr, N.I. Fox, and S.G. Jones, “Simple method for measuring attenuation of integrated optical waveguides”, *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 18, pp. 818, 1985.
- [93] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens”, *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969, 2000.
- [94] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, “Left-handed materials do not make a perfect lens”, *Physical Review Letters*, vol. 88, no. 20, 2002.

Publications et conférences

Publications

Année 2005

- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “Fourier analysis of Bloch wave propagation in photonic crystals”, Journal of the Optical Society of America B, in press
- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “Bloch wave propagation in two-dimensional photonic crystals: influence of the polarization”, Optical and Quantum Electronics, in press.
- **B. Lombardet**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Lelarge, F. Pommereau, F. Poingt, and G-H. Duan, “Propagation loss measurements and Fabry-Pérot mode analysis using out-of-plane light scattering in photonic crystal waveguides”, Applied Physics Letters, vol. 86, no. 11, pp. 11111(1-3), 2005.

Année 2004

- **B. Lombardet**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Lelarge, F. Pommereau, F. Poingt, and G-H. Duan, “Internal light source technique free from re-absorption losses for optical characterization of planar photonic crystals”, Applied Physics Letters, vol. 85, no. 18, pp. 5131-5133, 2004.
- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “Fourier analysis of Bloch wave propagation in two-dimensional photonic crystals”, Proceeding of SPIE, vol. 5450, pp. 150-160, 2004.
- F. Pommereau, L. Legouézigou, S. Hubert, S. Sainson, J-P. Chandouineau, S. Fabre, G.-H. Duan, **B. Lombardet**, R. Ferrini, and R. Houdré, “Fabrication of low loss two-dimensional InP photonic crystals by inductively coupled plasma etching”, Journal of Applied Physics, vol. 95, no. 5, pp. 2242-2245, 2004.
- H. Benisty, C. Weisbuch, S. Olivier, R. Houdré, R. Ferrini, D. Leuenberger, B. Wild, **B. Lombardet**, M. Qiu, S. Anand, M. Mulot, A. Karlsson, M. Swillo, B. Jaszczorzynska, M. Agio, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, A. Talneau, M. Kamp, A. Forchel, J. Moosburger, T. Happ, G-H. Duan, C. Cuisin, J-P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, L. Legouézigou, O. Legouézigou, F. Lelarge, F. Poingt, F. Pommereau, and B. Thedrez, “Low-loss photonic crystal and monolithic InP integration: bands, bends, lasers, and filters”, Proceeding of SPIE, vol. 5360, pp. 119-128, 2004.

Année 2003

- R. Ferrini, **B. Lombardet**, B. Wild, R. Houdré and G.-H. Duan, “Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals”, Applied Physics Letters, vol. 82, no. 7, pp. 1009-1011, 2003.

Année 2002

- R. Ferrini, **B. Lombardet**, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommerau, and G.-H. Duan, “Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching”, *Electronics Letters*, vol. 38, no. 17, pp. 962-964, 2002.

Conférences

Année 2005

- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “A Bloch wave model that describes the dispersive effects in photonic crystals”, Sixth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS VI), Aghia Pelaghia, Crète, Grèce, 19-24 Juin 2005, exposé oral
- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, R. Houdré, F. Robin and G.H. Duan, “Photonic crystal characterization using out-of-plane scattering”, Sixth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS VI), Aghia Pelaghia, Crète, Grèce, 19-24 Juin 2005, poster

Année 2004

- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “Fourier analysis of Bloch wave propagation in two-dimensional photonic crystals”, *Photonics Europe 2004*, Strasbourg, France, 26-30 Avril 2004, exposé oral.
- **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, and R. Houdré, “Bloch wave propagation in two-dimensional photonic crystals: influence of the polarization”, 12th International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2004), Ghent, Belgique, 22-23 Mars 2004, exposé oral.
- **B. Lombardet**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, R. Houdré, C. Cuisin, O. Drisse, F. Gaborit, F. Lelarge, F. Pommereau, F. Poingt, and G-H. Duan, “Optical properties of planar photonic crystals measured by an internal light source technique exempt from reabsorption losses”, Fifth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS V), Kyoto, Japon, 7-11 Mars 2004, poster.
- H. Benisty, C. Weisbuch, S. Olivier, R. Houdré, R. Ferrini, D. Leuenberger, B. Wild, **B. Lombardet**, M. Qiu, S. Anand, M. Mulot, A. Karlsson, M. Swillo, B. Jaszczorzynska, M. Agio, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, A. Talneau, M. Kamp, A. Forchel, J. Moosburger, T. Happ, G-H. Duan, C. Cuisin, J-P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, F. Pommereau, and B. Thedrez, “Low-loss photonic crystal and monolithic InP integration: bands, bends, lasers, and filters”, *Photonics West 2004*, San Jose CA, USA, 24-29 Janvier 2004, exposé invité.
- J. Martz, L. Zuppiroli, F. Nüesch, B. Wild, **B. Lombardet**, L.A. Dunbar, R. Ferrini, R. Houdré, and M. Ilegems, “Infiltration of planar photonic crystals with liquid crystals”, *Materials Research Society Fall Meeting 2004*, Boston MA, USA, 29 Novembre - 3 Décembre 2004, exposé oral.

Année 2003

- R. Houdré, R. Ferrini, L.A. Dunbar, D. Leuenberger, **B. Lombardet**, B. Wild and M. Ilegems, “Planar photonic crystals: a new material for integrated photonic devices”, *ICAMD03*, Jeju, Corée, 10-12 décembre 2003, exposé oral.

Année 2002

- **B. Lombardet**, F. Robin, R. Ferrini and R. Houdré, “Fabrication and characterisation of GaAs-based 2D Photonic Crystals, Workshop on *Two Dimensional Photonic Crystals*, Monte Verita, Suisse, Août 2002, poster.

- R. Ferrini, B. Wild, **B. Lombardet**, D. Leuenberger, R. Houdré, and H. Benisty, “Out-of-plane losses in bi-dimensional photonic crystals: analytical model and optical measurements”, Fourth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS IV), Los Angeles, USA, 2002, poster.
- R. Houdré, **B. Lombardet**, R. Ferrini and G.H. Duan, “Optical study of bi-dimensional photonic crystal structures fabricated by inductively coupled plasma etching in InP-based waveguides”, Fourth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS IV), Los Angeles, USA, 2002, poster.

Curriculum vitae

Benoît Lombardet

Nationalité: Française
État civil: Célibataire
Date de naissance: 23 Octobre 1977
Lieu de naissance: Besançon (France)
E-mail permanent: benoit.lombardet@polytechnique.org

Formation

2001-2005 Thèse de doctorat à l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne
Sujet: *Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée*

1998-2001 Diplôme d'Ingénieur de l'École Polytechnique (Palaiseau, France)

1995-1998 Classes préparatoires au Lycée Victor Hugo (Besançon, France)
Mathématiques Supérieures MPSI - Mathématiques Spéciales MP*

1995 Baccalauréat Scientifique au Lycée Louis Pergaud (Besançon, France)
Option mathématiques, mention Très Bien

Expériences professionnelles et universitaires

2001 (5 mois) Projet de fin d'études à l'Université de Tokyo (Prof. Arakawa)
Sujet: *Etude de cavités laser à cristaux photoniques*

2000 (2 mois) Stage à la base scientifique polaire d'Abisko (Laponie, Suède)
Sujet: *Influence des modifications climatiques sur la végétation arctique*

1998-1999 Service national à l'Unité de Sécurité Civile de Corte (Corse, France)
(10 mois) Officier adjoint de la compagnie d'intervention (Feux de forêts, catastrophes naturelles et secours à victimes)

Distinction

2001 Lauréat du prix *Sacerdote* de l'École Polytechnique